

N° D'ORDRE

1198

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Alain GIORNI

PREMIERE THESE

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA REACTION A TROIS CORPS ^{11}B (p,3 α)

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 30 octobre 1969, devant la Commission d'Examen

MM.	J.	YOCCOZ	Président
	R.	BOUCHEZ	Examineurs
	J.P.	LONGEQUEUE	
	L.	MONTANET	Membre invité

N° D'ORDRE

1198

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Alain GIORNI

PREMIERE THESE

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA REACTION A TROIS CORPS ^{11}B (p,3 α)

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 30 octobre 1969, devant la Commission d'Examen

MM.	J.	YOCCOZ	Président
	R.	BOUCHEZ	Examineurs
	J.P.	LONGQUEUE	
	L.	MONTANET	Membre invité

FACULTE DES SCIENCES DE GRENOBLE

LISTE DES PROFESSEURS

DOYEN HONORAIRE : Monsieur MORET

DOYEN : Monsieur BONNIER

PROFESSEURS TITULAIRES

MM.	NEEL Louis	Physique Expérimentale
	HEILMANN René	Chimie Organique
	KRAVTCHENKO Julien	Mécanique Rationnelle
	CHABAUTY Claude	Calcul différentiel et intégral
	BENOIT Jean	Radioélectricité
	CHENE Marcel	Chimie Papetière
	FELICI Noël	Electrostatique
	KUNTZMANN Jean	Mathématiques Appliquées
	BARBIER Reynold	Géologie Appliquée
	SANTON Lucien	Mécanique des Fluides
	OZENDA Paul	Botanique
	FALLOT Maurice	Physique Industrielle
	KOSZUL Jean-Louis	Mathématiques
	GALVANI O.	Mathématiques
	MOUSSA André	Chimie Nucléaire
	TRAYNARD Philippe	Chimie Générale
	SOUTIF Michel	Physique Générale
	CRAYA Antoine	Hydrodynamique
	REULOS René	Théorie des Champs
	BESSON Jean	Chimie Minérale
	AYANT Yves	Physique Approfondie
	GALLISSOT	Mathématiques
Mlle	LUTZ Elisabeth	Mathématiques
	BLAMBERT Maurice	Mathématiques
	BOUCHEZ Robert	Physique Nucléaire
	LLIBOUTRY Louis	Géophysique
	MICHEL Robert	Minéralogie et Pétrographie
	BONNIER Etienne	Electrochimie et Electrometallurgie
	DESSAUX Georges	Physiologie Animale
	PILLET E.	Physique Industrielle et Electrotechnique
	YOCOZ Jean	Physique Nucléaire Théorique
	DEBELMAS Jacques	Géologie Générale
	GERBER Robert	Mathématiques
	PAUTHENET R.	Electrotechnique
	VAUQUOIS Bernard	Calcul Electronique
	BARJON Robert	Physique Nucléaire
	BARBIER Jean-Claude	Physique
	SILBER R.	Mécanique des Fluides
	BUYLE-BODIN Maurice	Electronique
	DREYFUS Bernard	Thermodynamique
	KLEIN Joseph	Mathématiques
	VAILLANT François	Zoologie et Hydrobiologie
	ARNAUD Paul	Chimie
	SENGEL Philippe	Zoologie
	BARNOUD Fernand	Biosynthèse de la Cellulose
	BRISSENEAU P.	Physique
	GAGNAIRE Didier	Chimie Physique
Mme	KOFLER Lucie	Botanique
	DEGRANCE Charles	Zoologie
	PEBAY-PEROUA Jean-Claude	Physique
	RASSAT André	Chimie Systématique
	DUCROS Pierre	Cristallographie Physique
	DODU Jacques	Mécanique Appliquée I.U.T.
	ANGLES D'AURIAC Paul	Mécanique des Fluides
	LACAZE Albert	Thermodynamique

PROFESSEURS SANS CHAIRES

MM.	GIDON P.	Géologie et Minéralogie
	GIRAUD. P.	Géologie
	PERRET R.	Servomécanisme
Mme	BARBIER M.J.	Electrochimie
Mme	SOUTIF J.	Physique
	COHEN Joseph	Electrotechnique
	DEPASSEL R.	Mécanique des Fluides
	GASTINEL Noël	Mathématiques Appliquées
	GLENAT René	Chimie
	BARRA Jean	Mathématiques Appliquées
	COUMES André	Electronique
	FERRIAUX Jacques	Géologie et Minéralogie
	ROBERT André	Chimie Papetière
	BIAREZ Jean	Mécanique Physique
	BONNET Georges	Electronique
	CAUQUIS Georges	Chimie Générale
	BONNETAIN Lucien	Chimie Minérale
	DEPOMMIER Pierre	Physique Nucléaire et Génie Atomique
	HACQUES Gérard	Calcul Numérique
	POLOUJADOFF Michel	Electrotechnique
Mme	KAHANE Josette	Physique
Mme	BONNIER J.M.	Chimie
	VALENTIN Jacques	Physique
	PAYAN Jean-Jacques	Mathématiques

PROFESSEURS ASSOCIES

MM.	NAPP-ZINN	Botanique
	RODRIGUES Alexandre	Mathématiques
	STANDING Kenneth	Physique Nucléaire

MAITRES DE CONFERENCES

MM.	LANCIA Roland	Physique Automatique
	DEPORTES C.	Chimie
Mme	BOUCHE Liane	Mathématiques
	SARROT-REYNAULD J.	Géologie Propédeutique
	KAHANE André	Physique Générale
	DOLIQUE Jean-Michel	Electronique
	BRIERE Georges	Physique
	DESRE Georges	Chimie
	LAJZEROWICZ	Physique
	BERTRANDIAS J.P.	Mathématiques Appliquées
	LAURENT P.	Mathématiques Appliquées
Mme	BERTRANDIAS Françoise	Mathématiques Pures
	LONGQUEUE J.P.	Physique
	SORM Jean Claude	Electrochimie
	ZADWORYN François	Electronique
	DURAND F.	Chimie Physique
	CARLIER Georges	Biologie Végétale
	AUBERT Georges	Physique
	DELPUECH Jean Jacques	Chimie Organique
	PFISTER Jean-Claude	Physique
	CHIBON P.	Biologie Animale
	IDELMAN S.	Physiologie Animale
	BOUVARD Maurice	Hydrologie
	RICHARD Lucien	Botanique
	FELMONT Jean	Physiologie Animale
	BLOCH Daniel	Electrotechnique I.P
	BOUSSARD Jean-Claude	Mathématiques Appliquées I.P
	MOREAU René	Hydraulique I.P
	BRUGEL L.	Energétique I.U.T.
	SIBILLE R.	Construction Mécanique I.U.T.
	ARMAND Yves	Chimie I.U.T.
	BOLLLET Louis	Informatique I.U.T.
	KUHN Gérard	Energétique I.U.T.
	GERMAIN Jean-Pierre	Construction Mécanique I.U.T.
	CONTE René	Thermodynamique
	JOLY Jean-René	Mathématiques Pures
Mlle	PIERY Yvette	Biologie Animale
	BERNARD Alain	Mathématiques Pures

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

MM.	SAWCZUK. A.	Mécanique des Fluides
	CHEEKE John	Thermodynamique
	YAMADA O.	Physique du Solide
	NATY Lubomir	Biologie Végétale
	NAYLOR Arch	Physique Industrielle
	SILBER Léo	Radioélectricité
	NOZAKI Akihiro	Mathématiques Appliquées
	RUTLEDGE Joseph	Mathématiques Appliquées
	DONOHU Paul	Physique Générale
	EGGER Kurt	Biologie Végétale



REMERCIEMENTS.

Le travail expérimental présenté dans ce mémoire, a été fait sur l'accélérateur Van de Graff 2 MeV du CENG, que Monsieur le Professeur NEEL, Directeur du Centre, trouve ici l'expression de ma profonde gratitude.

Je voudrais aussi exprimer à Monsieur le Professeur YOCCOZ qui a bien voulu accepter la présidence de mon jury, mes très sincères remerciements pour la bienveillance qu'il a eue à mon égard.

Que Messieurs les Professeurs BOUCHEZ et J. P. LONGEQUEUE, qui au cours de ces quatre années m'ont constamment guidé et conseillé, soient assurés de ma profonde reconnaissance.

J'ai pu m'initier, grâce à la sollicitude de Monsieur MONTANET, physicien au CERN, à la physique des particules élémentaires, qu'il veuille bien recevoir l'assurance de mes remerciements enthousiastes.

Je remercie aussi l'ensemble des chercheurs et techniciens qui par leur aide précieuse, ont largement contribué à l'élaboration définitive de ce travail.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548607_0021

TABLE DES MATIERES.

CHAPITRE I - INTRODUCTION

I. 1. Les lois de conservation

I. 1. 1. Cinématique

I. 1. 2. Moment cinétique total et parité

I. 2. Les études antérieures

I. 2. 1. Les mesures

I. 2. 2. L'interprétation

CHAPITRE II - AMPLITUDE DE LA REACTION $^{11}\text{B} + p \longrightarrow 3\alpha$

II. 1. La réaction séquentielle

II. 2. L'amplitude de réaction à 3 corps

II. 3. Amplitude pour la réaction $a + b \longrightarrow 1 + 2 + 3$

II. 4. Application à la réaction $p + ^{11}\text{B} \longrightarrow 3\alpha$

II. 5. Propriétés générales de l'amplitude de la réaction $p + ^{11}\text{B} \longrightarrow 3\alpha$

II. 5. 1. Conservation de J

II. 5. 2. Symétrisation

II. 5. 3. Propriétés particulières

II. 6. Développement des diverses approximations

II. 6. 1. La production directe

II. 6. 2. L'interaction dans l'état final

II. 6. 3. Les termes d'ordre supérieur

II. 7. Section efficace

II. 8. Formulation détaillée de la forme de la section efficace de la réaction $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$

II. 8. 1. Remarque préliminaire

II. 8. 2. Les formules explicites

CHAPITRE III - REALISATION DE L'EXPERIENCE, MESURES ET CONCLUSION

III.1. Montage expérimental

III.2. Spectres biparamétriques obtenus

III.2.1. L'étalonnage

III.2.2. Le bruit de fond

III.2.3. Les spectres expérimentaux

III.3. Les résultats expérimentaux

III.3.1. Niveau 2^- du ^{12}C à $E_p = 680 \text{ keV}$

III.3.2. Niveau 1^- du ^{12}C à $E_p = 1,4 \text{ MeV}$

III.3.3. Niveau 0^+ du ^{12}C à $E_p = 2 \text{ MeV}$

III.4. Comparaison des calculs aux résultats expérimentaux

III.4.1. Organisation des calculs

III.4.1.1. Les fonctions utilisées

III.4.1.2. Détermination de l'ordre de grandeur des paramètres

III.4.2. Détermination des paramètres

III.4.2.1. Niveau 0^+ à $E_p = 2 \text{ MeV}$

III.4.2.2. Niveau 1^- à $E_p = 1,4 \text{ MeV}$

III.4.2.3. Niveau 2^- à $E_p = 680 \text{ keV}$

III.4.2.4. Remarque sur le niveau 2^+ à $E_p = 163 \text{ keV}$

III.5. Conclusions

III.5.1. Les mesures expérimentales

III.5.2. Les calculs

APPENDICE : CINEMATIQUE ET TABLEAUX

REFERENCES

FIGURES 10 à 36.

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA REACTION A TROIS CORPS

$^{11}\text{B} (p, 3 \alpha)$

CHAPITRE I

INTRODUCTION

A faible énergie incidente (inférieure à quelques MeV), l'interaction des protons avec les noyaux de ^{11}B a lieu essentiellement par formation de résonances du ^{12}C , et la présente étude est plus particulièrement consacrée à la réaction $p + ^{11}\text{B} \longrightarrow ^{12}\text{C}^* \longrightarrow 3 \alpha$, donnant 3 particules α . L'état final étant formé de trois "particules α " qui se partagent approximativement 10 MeV, il est raisonnable de les considérer comme des particules (l'énergie de séparation d'un nucléon pour la particule α étant environ 20 MeV) et l'on peut alors traiter le problème d'une manière analogue au traitement généralement adopté dans les réactions à 3 corps (3 nucléons par exemple).

Dans notre étude, nous avons volontairement limité nos mesures au voisinage de quelques situations cinématiques particulières du système à 3 α , représentatives des effets suivants :

- La désintégration "simultanée" en 3 particules α (sans interaction dans l'état final).
- La désintégration en 2 corps $\alpha + ^8\text{Be}^*$ (avec interaction $\alpha\alpha$ dans l'état final).
- Les interférences entre ces divers processus.
- L'influence du spin et de la parité du noyau composé de $^{12}\text{C}^*$.

Afin de préciser ces hypothèses rappelons brièvement les conséquences des lois de conservation.

I.1. Les lois de conservation.

I.1.1. Rappel de cinématique.

Considérons la réaction :

$$a + b \longrightarrow 1 + 2 + 3$$

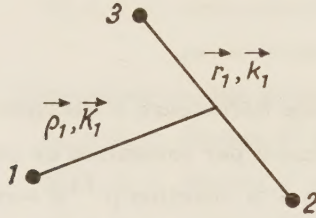
(1)

Il est intéressant d'introduire différents repères : le laboratoire L, le centre de masse général C et les repères particuliers C_{ij} relatifs aux couples de particules 12, 13 et 23. Considérant la faible énergie des protons incidents, le Q de la réaction, et les masses des particules, nous pouvons confondre les systèmes du laboratoire et du centre de masse général lors des raisonnements qui vont suivre ; cela dans un but de simplification, étant entendu que les calculs définitifs sont faits dans L.

Soient $\vec{R}_1$ $\vec{R}_2$ $\vec{R}_3$ et $\vec{K}_1$ $\vec{K}_2$ $\vec{K}_3$ les positions et impulsions des 3 particules dans C, l'on a :

$$\sum \vec{K}_i = 0 \quad \sum K_i^2 / 2 m_i = E \quad (2)$$

En introduisant les coordonnées relatives



$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\rho}_1 = \vec{R}_1 - \frac{m_2 \vec{R}_2 + m_3 \vec{R}_3}{m_2 + m_3} = \frac{M}{m_{23}} \vec{R}_1 \\ \vec{r}_i = \vec{R}_j - \vec{R}_k \end{array} \right. \quad (3)$$

avec $M = m_1 + m_2 + m_3$, $m_{ij} = m_i + m_j$ (4)

et les impulsions relatives

$$\vec{k}_i = \frac{1}{m_{jk}} (m_j \vec{K}_k - m_k \vec{K}_j) \quad (5)$$

On obtient les relations suivantes :

$$\sum \vec{K}_i \vec{R}_i = \vec{k}_1 \vec{r}_1 + \vec{K}_1 \vec{\rho}_1 = \dots \quad (6)$$

$$E = \frac{1}{2 M_1} K_1^2 + \frac{1}{2 \mu_1} k_1^2 = \dots \quad (7)$$

où $\mu_i = m_j m_k / m_{jk}$ $M_i = m_{jk} m_i / M$ (8)

$$ME = \sum_3 m_{ij} \epsilon_{ij} , \quad \epsilon_{ij} = \frac{k_k^2}{2 \mu_k} = \text{énergie relative des} \quad (9)$$

particules i et j

Si l'on tient compte de la conservation de l'impulsion et de l'énergie (2), l'on a aussi (après avoir éliminé par exemple la particule 3) :

$$2E = \frac{K_1^2}{m_1} \left(1 + \frac{m_1}{m_3}\right) + \frac{K_2^2}{m_2} \left(1 + \frac{m_2}{m_3}\right) + 2 K_1 K_2 \frac{\cos \theta_{12}}{m_3} = \dots, \theta_{12} \equiv (\vec{K}_1, \vec{K}_2) \quad (10)$$

Si les masses des 3 particules sont égales à m les relations précédentes se simplifient et en particulier on a :

$$2 k_1 = \vec{K}_k - \vec{K}_j, \quad E = \frac{3}{4m} K_1^2 + \epsilon_{23}, \quad \epsilon_{23} = k_1^2 / m, \dots \text{etc}$$

La relation (10) montre d'une part que dans des conditions d'observation déterminées ($\theta_{12} = \text{Cte}$) le lieu géométrique de la réaction est une courbe elliptique, et d'autre part que la réaction se passe à l'intérieur d'un domaine dont les contours sont obtenus pour $\theta_{12} = 0$ et π , ce domaine s'appelle le domaine de DALITZ. Par ailleurs, si la réaction est dominée par une interaction dans l'état final entre 2 particules (2 et 3 par exemple), dans laquelle certaines énergies relatives $\epsilon_{ij}^{(o)}$ sont très probables, la 3ème particule (1 dans l'ex.) aura elle aussi des énergies $E_1 = \frac{K_1^2}{2m_1} = \frac{M_1}{m_1} (E - \epsilon_{23}^{(o)})$ plus probables que d'autres.

Ainsi si l'on suppose que chacun des couples (12), (13), (23) ont chacun d'entre eux une interaction dans l'état final qui favorisera seulement une valeur bien déterminée $\epsilon_{ij}^{(o)}$ de leur énergie relative ϵ_{ij} , le diagramme de DALITZ sera essentiellement peuplé autour des lignes $E_k = \text{Cte}$. Dans le cas où les trois particules sont identiques, les trois valeurs $\epsilon_{ij}^{(o)}$ sont évidemment égales, et le diagramme de DALITZ prendra la forme symétrique représentée par la figure 1¹⁾.

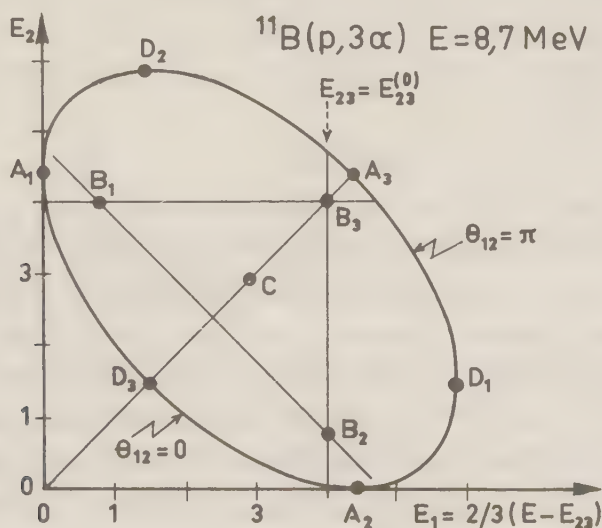


Figure 1 - Diagramme de DALITZ pour 3 particules identiques.

1) Il existe aussi une représentation triangulaire plus symétrique que la représentation rectangulaire ; tous les points situés à l'intérieur du cercle inscrit à un triangle équilatéral respectent la conservation de l'impulsion et de l'énergie (représentée pour chaque particule par la perpendiculaire abaissée du point considéré sur un côté du triangle).

Suivant les valeurs de $\epsilon^{(0)}$, les lignes $B_i B_j$ se coupent à l'intérieur ou à l'extérieur du diagramme. On remarque un certain nombre de situations particulières :

- En A_i , l'énergie de la particule i est nulle, et en D_i elle est maximum.
- En B_i , point de croisement de 2 lignes correspondantes à 2 coupes de particules ayant la même énergie interne, il y a indiscernabilité des processus, donc interférence. Plus généralement, il y a indiscernabilité le long des lignes $A_i B_i$.
- En C les 3 particules ont la même impulsion et sont émises à 120° les unes des autres.
- Les contours $A_i A_k A_j$ correspondent au cas où les particules i et j sont émises à $\theta_{ij} = 180^\circ$ l'une de l'autre. Et les contours $A_i D_k A_j$ correspondent au cas où les particules i et j sont émises à $\theta_{ij} = 0^\circ$ l'une de l'autre (figure 1).

Nous voyons donc que par un choix adéquat de l'angle θ_{ij} , on observera plus particulièrement certaines régions du diagramme de DALITZ qui correspondent à des conditions cinématiques très particulières.

I. 1. 2. Les lois de conservation du moment cinétique total et de la parité, entraînent aussi pour le système à 3α d'importants effets associés aux situations cinématiques précédentes. Rappelons à ce propos les remarques faites par MAC DONALD [1] :

- La périphérie du diagramme de DALITZ ($\theta_{12} = 0$ ou π) est interdite pour tous les systèmes à 3α de parité non - naturelle ($0^-, 1^+, 2^- \dots$).
- Le centre du diagramme (point C) est interdit pour tous les systèmes à 3α de parité négative (pour $J < 3$).

Ajoutons une autre remarque relative aux points de la périphérie où une particule a une énergie nulle (points A). En ces points la désintégration en 3α est interdite pour les systèmes ayant une parité négative. En effet, choisissons l'axe de quantification Oz perpendiculaire au support commun des vitesses de particule 1 et 2 (soit 3 la particule à vitesse nulle). On retrouve la même situation, en faisant successivement une permutation P_{12} des particules et une rotation d'angle π autour de Oz ; soit $e^{iJ_z\pi} P_{12} \psi = \psi$, or la fonction d'onde ψ étant symétrique $P_{12} \psi = \psi$, donc $e^{iM\pi} = 1$. Effectuons alors une rotation de π/Oz et une réflexion R par rapport à l'origine, on a encore $R e^{iM\pi} \psi = \psi$, soit $R\psi = \psi$ puisque $e^{iM\pi} = 1$. Ce qui montre que pour les systèmes de parité négative, l'on a $\psi = 0$ en ces points.

L'ensemble des considérations de ce paragraphe, nous incite à faire nos mesures aux situations cinématiques particulières que nous avons signalées ; d'autant plus que différents auteurs, dans des mesures antérieures, ont déjà signalé un certain nombre d'anomalies.

I.2. Les études antérieures.

I.2.1. Les mesures.

- Le groupe allemand de MARBURG [2] a étudié la réaction $^{11}\text{B} (p, 3\alpha)$ aux énergies proton de 150, 163 et 680 keV. A la résonance 2^+ du ^{12}C située à 163 keV ces auteurs ont étudié les spectres biparamétriques, et de l'examen des spectres ils ont conclu à une désintégration simultanée en 3α (sans interaction $\alpha\alpha$ dans l'état final).

- Le groupe américain de RICE [3] a étudié la même réaction dans une large gamme d'énergie de protons. A la résonance $E_p = 2,65$ MeV, ces auteurs ont observé que dans le voisinage des points de recouvrement B (figure 1), les spectres présentent un minimum (figure 2) dans la distribution du taux de comptage exactement en ce point, avec aussi un rétrécissement très notable des largeurs des pics. Les auteurs ont alors interprété cette anomalie comme étant due à un effet d'interférence. Il est néanmoins remarquable de constater qu'à $E_p = 2,65$ MeV ($^{12}\text{C} 2^+$ ou 3^-), la situation cinématique est telle que le point B est quasiment confondu avec le point A (figure 1).

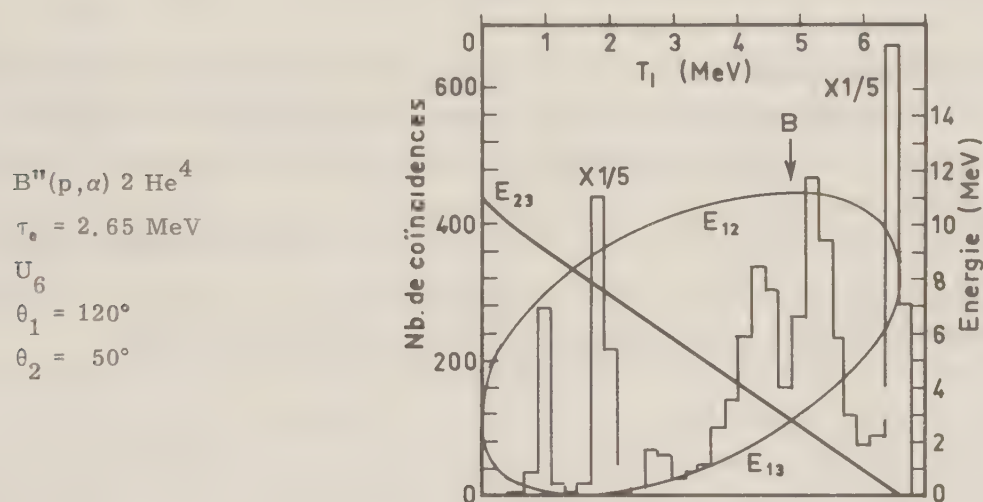


Figure 2 - Spectre de la réaction à $E_p = 2,65$ MeV, mettant en évidence le minimum au point B ($E_{13} = E_{23}$) et le rétrécissement de largeur [3].

- Le groupe d'Alger [4] a étudié avec plus de précision la réaction à $E_p = 2,65$ MeV. L'étude a été faite au voisinage de la périphérie, et ces auteurs ont montré que le "trou" au point B, disparaît très vite et dissymétriquement suivant que la 3ème particule d'énergie quasi-nulle est émise vers l'avant ou vers l'arrière.

- Les travaux effectués en France à Saclay [5], Bruyère-le-Chatel [6], et Bordeaux [7] dans une large gamme d'énergie de 0,68 à 7,18 MeV, confirment que dans tous les cas la réaction est "séquentielle" (passage par les niveaux 0^+ et 2^+ du ^8Be). En outre, MARQUEZ et LAUGIER [5] signalent pour le niveau du ^{12}C correspondant à $E_p = 7,18$ MeV la même anomalie qu'à $E_p = 2,65$ MeV.

- Les études faites à Grenoble sur la réaction $^{11}\text{B} + \text{p}$, ont été entreprises dès 1961, et ont fait l'objet de la thèse d'état de J. P. LONGEQUEUE [8], ainsi que de la thèse d'Université de D. ENGHELARDT [9]. J. P. LONGEQUEUE a plus particulièrement étudié l'aspect "2 corps" de la réaction $^{11}\text{B} (\text{p}, \alpha_0)$ et (p, α_1) ; D. ENGHELARDT, a mis au point un dispositif de mesure biparamétrique et l'a utilisé pour étudier la réaction à 163 keV en faisant des mesures en dehors du plan qui contient le faisceau de protons.

Signalons enfin que l'étude de la désintégration $^{12}\text{C} \rightarrow 3 \alpha$, par les voies $^{10}\text{B} + \text{d}$ et $^9\text{Be} + ^3\text{He}$ est aussi entreprise sur le Van de Graaf 2 MeV de Grenoble.

I.2.2. L'interprétation.

Divers modèles d'interprétation de la réaction $^{11}\text{B} (\text{p}, 3 \alpha)$ ont été proposés, notamment par SWAN [10], DUCK [11] et PHILIPS [12]. Ces modèles correspondent tous au schéma de réaction en séquence :



où l'amplitude de désintégration $^8\text{Be} \rightarrow 2 \alpha$ est traduite par une formule de BREIT-WIGNER.

Les formulations [10] [11] [12] ignorent complètement les rediffusions $\alpha - \alpha$ successives ainsi que la contribution des termes en dehors de la couche d'énergie. Les calculs faits par QUEBERT [7] et LAUGIER [6] en modifiant quelque peu la formulation de SWAN (l'amplitude de la réaction ne tient compte que du 1er niveau 2^+ du ^8Be et néglige la partie potentielle de la diffusion) montrent que le modèle de la réaction séquentielle permet de retrouver l'allure des spectres expérimentaux en donnant au niveau 2^+ du ^8Be une largeur de 1,45 MeV.

CHAPITRE II

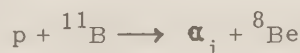
AMPLITUDE DE LA REACTION $p + {}^{11}\text{B} \longrightarrow 3\alpha$

En toute rigueur, la réaction ${}^{11}\text{B} + p \longrightarrow 3\alpha$, est un problème à 12 nucléons, et bien que la voie de sortie soit constituée de 3 "particules" α à très grande énergie de cohésion, l'analogie avec un problème à 3 corps constitue une approximation. Il est donc naturel de considérer, qu'a priori certains effets ne pourrions pas être pris en considération, notamment le fait que certains niveaux du ${}^{12}\text{C}$, principalement de spin isotopique $T = 1$, se désintègrent en 3α .

Signalons en outre, une autre difficulté, inhérente à la formulation mathématique du problème. En effet, mise à part la question de puissance des ordinateurs, le calcul de la section efficace de réaction, réclame la connaissance de l'amplitude d'interaction $\alpha\alpha$ en dehors de la couche de masse, et implique des "diffusions virtuelles à 2 corps" au cours desquelles on ignore si la notion de "particule" α ne perd pas toute signification.

II.1. La réaction séquentielle.

Lorsqu'on étudie la réaction ${}^{11}\text{B} (p, \alpha)$ avec un seul détecteur, les spectres "libres" ont tous l'allure représentée par la figure 3. On explique la forme de ce spectre en associant le pic étroit α_0 à la production d'un ${}^8\text{Be}$ dans son état fondamental, et le continuum $A\alpha_1$ à la production d'un ${}^8\text{Be}$ dans son premier état excité de largeur Γ . Toutefois, si le ${}^8\text{Be}$ ne se désintègre pas en 2α , le spectre aurait l'allure $\alpha_0 + B\alpha_1$ (largeur Γ) ; la portion continue du spectre comprise entre les segments A et B s'interprète alors comme étant due à la détection des α provenant de la désintégration du ${}^8\text{Be}$. Le modèle ci-dessus correspond à une réaction séquentielle, en deux étapes distinctes avec production dans la première étape d' α et ${}^8\text{Be}$, et dans la seconde désintégration du ${}^8\text{Be}$.



On construit facilement l'amplitude $F(E_i, \Omega_i, \Omega_j)$ dont le module carré donne la probabilité (section efficace) avec laquelle la particule i est émise dans la direction Ω_i avec l'énergie E_i , et la particule j dans la direction Ω_j . Si l'on suppose par ailleurs que la réaction procède par un noyau composé de ${}^{12}\text{C} (J^\pi)$, l'amplitude de la première étape $p + {}^{11}\text{B} \longrightarrow {}^{12}\text{C} (J^\pi) \longrightarrow \alpha + {}^8\text{Be}$ correspondant à la production d'une particule α émise avec le moment angulaire Λ (projection V) par rapport au ${}^8\text{Be}$ dans l'état de spin λ (proj. v) s'écrit [13] :

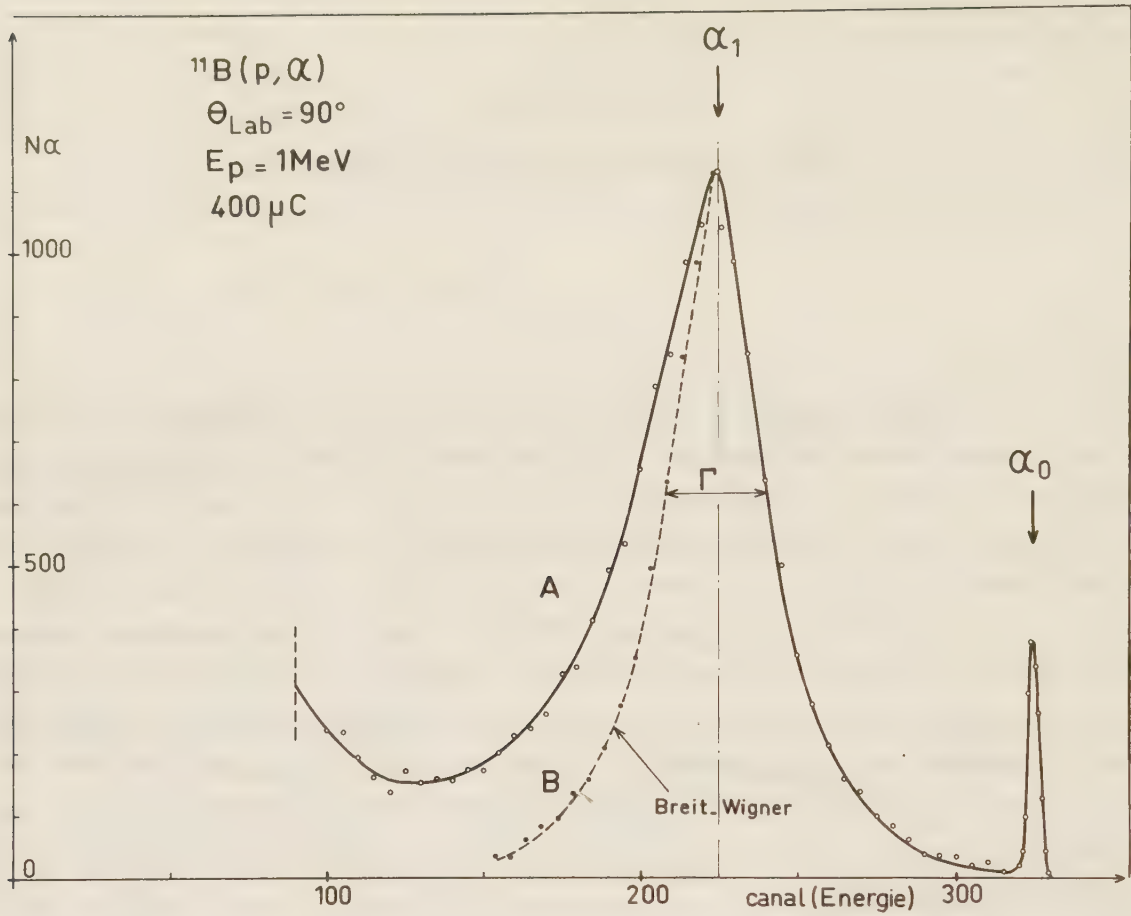


Figure 3 : Spectre simple typique de la réaction $^{11}\text{B} (p, \alpha)$. La courbe en pointillés correspondant à une formule de BREIT-WIGNER, se confond avec la partie symétrique du front avant du spectre.

$$f_{s\mu, \lambda \nu}^J (\hat{K}_i) = \frac{\sqrt{\pi}}{k_o} \sum_{1, \Lambda} i^{1-\Lambda} \sqrt{2\Lambda+1} (1s, 0\mu | J\mu) \frac{e^{i(\sigma_1 - \varphi_1)} (\Gamma_{1s}^J \Gamma_{\Lambda\lambda}^J)^{1/2} e^{i(\sigma_\Lambda - \varphi_\Lambda)}}{E - E^J + i \Gamma^J / 2} \times (\Lambda\lambda, \nu\nu | J\mu) Y_{\Lambda\nu}(\hat{K}_i) \quad (11)$$

où :

$\hbar \vec{k}_o$, $1, s \mu$

sont l'impulsion, le moment angulaire relatif, le spin (proj. μ) de la voie d'entrée $p + ^{11}\text{B}$.

$\sigma_1, \varphi_1, \Gamma_{1s}^J$

sont le déphasage coulombien, le déphasage potentiel (sphère dure) et la largeur partielle relatifs à la voie d'entrée.

$\sigma_\lambda, \psi_\lambda, \Gamma_{\lambda\lambda}^J$ les mêmes grandeurs pour la voie α - ^8Be ,
 $\hat{K}_i$ la direction de l'impulsion relative $\hbar \vec{K}_i$, du ^8Be et de l' α_i .
 E^J, Γ^J les caractéristiques du niveau du ^{12}C .

La formule précédente est écrite en choisissant l'axe de quantification parallèle à $\vec{k}_0$, les deux coefficients de WIGNER assurent la conservation de $\vec{J}$ dans les voies p - ^{11}B et α - ^8Be .

Le ^8Be étant produit dans l'état métastable $\lambda\nu$, d'énergie interne ϵ , sera décrit lors de sa désintégration en 2α , par une fonction d'onde de la forme [10] :

$$\psi_{\lambda\nu}^+ = i^{-\lambda} g_\lambda(\epsilon) \phi(\vec{r}) e^{2i\sigma_\lambda} Y_{\lambda\nu}(\hat{k}) \xi_{\text{int}} \quad (12)$$

$\vec{r}, \hbar \vec{k}$ désignant la distance et l'impulsion relative des 2α ; λ leur moment angulaire relatif (projection ν). ξ_{int} est la fonction décrivant l'état interne des fragments de la voie. $\phi(\vec{r})$ est la fonction d'onde radiale normalisée de l'état métastable $\int |\phi|^2 d\vec{r} = 1$. L'amplitude de désintégration en deux α dans l'état $\lambda, \nu, \vec{k}$, est donnée par $\langle \phi | \psi^+ \rangle = i^{-\lambda} g_\lambda(\epsilon) e^{2i\sigma_\lambda} Y_{\lambda\nu}(\hat{k})$, où le facteur $g_\lambda(\epsilon)$ exprime l'amplitude d'existence du système avec l'énergie interne ϵ .

$$g_\lambda(\epsilon) = e^{i\delta_\lambda} \sin \delta_\lambda \approx \frac{\Gamma_\lambda / 2}{\epsilon_\lambda - \epsilon - i\Gamma_\lambda / 2} \quad (13)$$

si l'on néglige la diffusion potentielle.

δ_λ représente les déphasages de la diffusion α - α .

L'amplitude de probabilité traduisant la réaction séquentielle, est alors donnée par le produit des amplitudes correspondants aux 2 étapes :

$$F_{s\mu}^J(\epsilon_i, \hat{K}_i, \hat{k}_i) = \frac{\sqrt{\pi}}{k_0} \sum_{\lambda\lambda\nu} i^{1-\lambda-\lambda} \sqrt{2l+1} (1s, 0\mu | J\mu) \frac{e^{i(\sigma_1 - \psi_1)} (\Gamma_{1s}^J \Gamma_{\lambda\lambda}^J)^{1/2} e^{i(\sigma_\lambda - \psi_\lambda)}}{E - E^J + i\Gamma^J/2} \times (\lambda\lambda, \mu - \nu \nu | J\mu) g_\lambda(\epsilon_i) e^{2i\sigma_\lambda} Y_{\lambda\nu}(\hat{k}_i) Y_{\lambda\mu-\nu}(\hat{K}_i) \quad (14)$$

où l'on a sommé sur toutes les valeurs possibles de λ (qui ne peut être que pair) ; $\hbar \vec{k}_i$ étant l'impulsion relative des particules j et k , $\epsilon_i = \hbar k_i^2 / m$ l'énergie interne du système $\alpha_i \alpha_k$ (m = masse α).

On doit maintenant tenir compte de l'indiscernabilité des 3α j et k , ce qui nous conduit à symétriser l'amplitude :

$$F_{s\mu}^J = \frac{2}{\sqrt{6}} \sum_{i=1}^3 F_{s\mu}^J(\epsilon_i, \hat{K}_i, \hat{k}_i) \quad (15)$$

2) Le facteur $g(\epsilon)$ est à la phase $e^{i\delta}$ près le facteur $N(\epsilon)$ introduit par SWAN [10] et définit par $N^2(\epsilon) = \rho(\epsilon)$, $\rho(\epsilon)$ étant la densité généralisée d'états introduite par PHILIPS [12].

Le modèle précédent est bâti, sur l'hypothèse que la réaction est dominée par une seule interaction $\alpha\alpha$ dans l'état final provenant de la désintégration d'un ^8Be réel. Cette formulation aura en soit, évidemment, la puissance de traduire en première approximation les résultats expérimentaux. Toutefois, puisque l'on ignore le processus exact de la réaction, pour-quoi se limiterait-on a priori à une seule interaction $\alpha\alpha$? Il est plus normal de considérer que les trois α aient pu avoir entre eux, 0, 1, 2, 3 ... ∞ interactions, et si l'on est capable de calculer l'amplitude correspondant à un tel modèle, c'est par la comparaison avec les résultats expérimentaux, que l'on pourra dire si 0, 1, 2 ... N interactions constituent une approximation satisfaisante.

Nous sommes donc amenés à poser le problème de manière différente, et c'est par ce biais que l'on obtiendra une formulation plus générale du problème à 3 corps.

II. 2. L'amplitude de réaction à 3 corps.

Dans l'hypothèse où l'on suppose que les seules interactions entre les 3 particules α sont des interactions $\alpha\alpha$ à 2 corps, l'amplitude de transition T traduisant l'ensemble des interactions entre les 3 particules α , est donnée par les équations de FADDEVV [14]. En désignant par G_0 la résolvante $G_0 = (E - H_0 + i\epsilon)^{-1}$, où H_0 est l'hamiltonien du système libre, E l'énergie totale du système, ϵ un nombre positif infiniment petit, l'on a :

$$\left\{ \begin{array}{l} T = T_1 + T_2 + T_3 \\ T_i = \tilde{t}_i + \tilde{t}_i G_0 (T_j + T_k) \end{array} \right. \quad i, j, k = 1, 2, 3 \quad (16)$$

où $\tilde{t}_i$ représente [14] l'amplitude de diffusion à 2 corps dans le système à 3 corps et décrit l'interaction entre les particules j et k :

$$\langle \vec{K}_1 \vec{K}_2 \vec{K}_3 | \tilde{t}_3(z) | \vec{K}_1' \vec{K}_2' \vec{K}_3' \rangle = (2\pi)^3 \delta(\vec{K}_3 - \vec{K}_3') \langle \vec{K}_1 \vec{K}_2 | t_3(z - E_3) | \vec{K}_1' \vec{K}_2' \rangle \quad (17)$$

où la variable complexe z représente l'énergie totale du système, E_3 l'énergie de la particule 3, $\hbar \vec{K}_i$ et $\hbar \vec{K}_i'$ les impulsions des particules avant et après l'interaction, et $t_3(u)$ l'amplitude de transition $1 + 2 \rightarrow 1 + 2$ avec l'énergie totale u dans le système à 2 corps. Si le potentiel ne dépend que du rayon vecteur relatif $\vec{r}$, l'amplitude à 2 corps ne dépend que des impulsions relatives $\hbar \vec{k}$ et $\hbar \vec{k}'$ des particules ; en outre il faut remarquer que l'amplitude (17) est en général définie en dehors de la couche de masse.

$$\langle \vec{k} | t(u) | \vec{k}' \rangle \equiv t(\vec{k}, \vec{k}' ; u) \quad \text{avec} \quad k^2 \neq k'^2 \neq \frac{2m}{\hbar^2} \text{Re}(u) \quad (18)$$

L'amplitude partielle T_i représente l'ensemble des interactions à 3 corps lorsque la dernière interaction a lieu entre le couple (j, k). T_i se calcule par itération, et l'on a :

$$\begin{aligned}
 T_1 = & [\tilde{t}_1] + \\
 & + [\tilde{t}_1 G_o \tilde{t}_2 + \tilde{t}_1 G_o \tilde{t}_3] + \\
 & + [\tilde{t}_1 G_o \tilde{t}_2 G_o \tilde{t}_1 + \tilde{t}_1 G_o \tilde{t}_2 G_o \tilde{t}_3 + \tilde{t}_1 G_o \tilde{t}_3 G_o \tilde{t}_1 + \tilde{t}_1 G_o \tilde{t}_3 G_o \tilde{t}_2] + \\
 & + \dots
 \end{aligned} \tag{19}$$

On a mis entre crochets les différents ordres d'itération ; il est habituel de faire la correspondance suivante avec les graphes :

$$\begin{aligned}
 T_1 = & \begin{array}{c} \xrightarrow{\quad} 1 \\ \xrightarrow{\quad} 2+ \\ \xrightarrow{\quad} 3 \end{array} \\
 & + \begin{array}{c} \xrightarrow{\quad} \\ \xrightarrow{\quad} \end{array} \begin{array}{c} \text{O} \\ \text{O} \end{array} \begin{array}{c} \xrightarrow{\quad} \\ \xrightarrow{\quad} \end{array} + \begin{array}{c} \xrightarrow{\quad} \\ \xrightarrow{\quad} \end{array} \begin{array}{c} \text{O} \\ \text{O} \end{array} \begin{array}{c} \xrightarrow{\quad} \\ \xrightarrow{\quad} \end{array} + \\
 & + \begin{array}{c} \xrightarrow{\quad} \\ \xrightarrow{\quad} \end{array} \begin{array}{c} \text{O} \\ \text{O} \end{array} \begin{array}{c} \xrightarrow{\quad} \\ \xrightarrow{\quad} \end{array} + \begin{array}{c} \xrightarrow{\quad} \\ \xrightarrow{\quad} \end{array} \begin{array}{c} \text{O} \\ \text{O} \end{array} \begin{array}{c} \xrightarrow{\quad} \\ \xrightarrow{\quad} \end{array} + \begin{array}{c} \xrightarrow{\quad} \\ \xrightarrow{\quad} \end{array} \begin{array}{c} \text{O} \\ \text{O} \end{array} \begin{array}{c} \xrightarrow{\quad} \\ \xrightarrow{\quad} \end{array} + \\
 & + \dots
 \end{aligned}$$

Avec les conventions suivantes : la propagation d'une particule est représentée par une ligne, une interaction entre 2 particules par une boule,

$$\begin{array}{c} \xrightarrow{\quad} 1 \\ \xrightarrow{\quad} 2 \\ \xrightarrow{\quad} 3 \end{array} \begin{array}{c} \text{O} \\ \text{O} \end{array} \begin{array}{c} \xrightarrow{\quad} \\ \xrightarrow{\quad} \end{array} \equiv \tilde{t}_3$$

et entre deux interactions il y a le propagateur G_o :

$$\begin{array}{c} \xrightarrow{\quad} 1 \\ \xrightarrow{\quad} 2 \\ \xrightarrow{\quad} 3 \end{array} \begin{array}{c} \text{O} \\ \text{O} \end{array} \begin{array}{c} \xrightarrow{\quad} \\ \xrightarrow{\quad} \end{array} \equiv \tilde{t}_3 G_o \tilde{t}_1$$

II. 3. Amplitude pour la réaction $a + b \rightarrow 1 + 2 + 3$.

Dans le paragraphe précédent, nous avons vu l'amplitude T correspondant à $1 + 2 + 3 \rightarrow 1 + 2 + 3$. La formulation précédente est bien adaptée [14] à la description des réactions du type $(12) + 3 \rightarrow 1 + 2 + 3$ où $(12) + 3 \rightarrow (31) + 2 \dots$, dans laquelle (ij) représente un

état lié des particules i et j, parce que la "connaissance" des seules amplitudes t à 2 corps est suffisante pour la résolution du problème. Dans le cas de la réaction $p + {}^{11}\text{B} \rightarrow 3\alpha$, on peut supposer que la fonction d'onde dans la voie 3α est décrite par la fonction ψ_f :

$$\psi_f = (1 + G_o T) \phi_f \quad (20)$$

où T est donné par (16) et ϕ_f est la fonction (ondes planes) décrivant les 3α libres. Mais il est évident que le potentiel $V = V_{12} + V_{13} + V_{23}$ (V_{ij} représentant l'interaction entre deux particules i et j) est insuffisant pour traduire la transmutation $p + {}^{11}\text{B} \rightarrow 3\alpha$, il faut donc utiliser un potentiel supplémentaire $\mathcal{V}$ responsable de l'annihilation de la voie d'entrée et de la création de 3α libres (avant les interactions $\alpha\alpha$). Imaginons plus particulièrement, comme le fait WATSON [15], que l'hamiltonien d'interaction se compose de 2 parties $V + \mathcal{V}$, où d'une part $\mathcal{V}$ n'agit que dans la voie d'entrée en l'annihilant et produisant les 3 particules α , et d'autre part V traduit les interactions $\alpha\alpha\alpha$ dans l'état final sans pouvoir faire évoluer le système vers une autre voie. Dans le cadre de ces hypothèses, l'on peut estimer que l'amplitude de transition $\mathcal{T}$ pour la réaction $a + b \rightarrow 3\alpha$ est approximativement donnée par $\langle \psi_f^- | \mathcal{V} | \psi_i^+ \rangle$, où ψ_f est la fonction d'onde dans la voie 3α . D'autre part si l'on définit l'opérateur de production τ , par $\mathcal{V} \psi_i = \tau \phi_i$, où ψ_i représente la fonction d'onde dans la voie d'entrée, et ϕ_i la même fonction en l'absence de potentiel, dans ces conditions, en tenant compte de (20) l'on obtient l'amplitude $\mathcal{T}$:

$$\langle \phi_f | \mathcal{T} | \phi_i \rangle = \langle \psi_f^- | \mathcal{V} | \psi_i^+ \rangle = \langle \phi_f | (T G_o + 1) \tau | \phi_i \rangle$$

soit :

$$\boxed{\mathcal{T} = \tau + T G_o \tau} \quad (21)$$

L'amplitude T définie par les séries (16) et (19), se décomposera d'une manière analogue :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathcal{T} = \tau + (\mathcal{T}_1 + \mathcal{T}_2 + \mathcal{T}_3) \end{array} \right. \quad (22)$$

$$\mathcal{T}_i = T_i G_o \tau \quad (23)$$

$$\mathcal{T}_1 = \tilde{t}_1 G_o \tau + \tilde{t}_1 G_o \tilde{t}_2 G_o \tau + \tilde{t}_1 G_o \tilde{t}_3 G_o \tau + \dots \quad (24)$$

On peut considérer les diverses approximations suivantes :

"Production directe" $\mathcal{T} \simeq \tau$ (25 a)
(pas d'interaction dans l'état final)

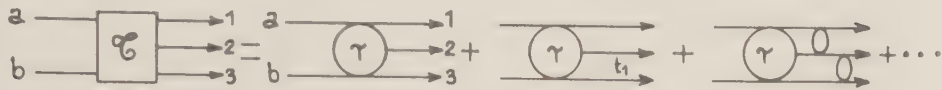
"Une seule interaction dans l'état final" $\mathcal{T} \simeq \tau + \sum_{i=1}^3 \tilde{t}_i G_o \tau$ (25 b)

"Une rediffusion"

$$\tau \simeq \tau + \sum_{i=1}^3 \tilde{t}_i G_o + \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq j \neq k}}^3 \tilde{t}_i G_o (\tilde{t}_j + \tilde{t}_k) G_o \tau \quad (25 \text{ c})$$

etc....

que l'on peut représenter par les graphes (par exemple pour $i = 1$) :



II. 4. Application à la réaction $p + {}^{11}\text{B} \rightarrow 3 \alpha$

Pour traiter ce problème, il faut connaître les deux éléments essentiels du formalisme, qui sont l'amplitude τ de production de 3 particules α à partir de $p - {}^{11}\text{B}$, et l'amplitude de diffusion $t_{\alpha\alpha}$, en dehors de la couche d'énergie.

Pour l'amplitude $t_{\alpha\alpha}$ on peut en première approximation utiliser les déphasages (sur la couche de masse) de la diffusion $\alpha\alpha$ qui sont mesurés expérimentalement et connus dans une large gamme d'énergie, et estimer la partie en dehors de la couche de masse par une pondération telle que la suggère OSBORN [16] $t(k, k'; k^2) = g(k'; k^2) t(k, k; k^2)$ où g est une fonction réelle prise comme paramètre. En ce qui concerne l'amplitude de production τ , le problème est plus compliqué (12 nucléons) ; pour avoir une idée de sa forme on peut utiliser les résultats expérimentaux de la courbe d'excitation $p + {}^{11}\text{B} \rightarrow 3 \alpha$. Ces mesures faites dans le domaine de nos énergies de protons, montrent (figure 4) l'existence de résonances bien définies traduisant la formation d'états excités ${}^{12}\text{C}^*$ du noyau composé. Les mesures faites par différents auteurs [17], montrent l'existence des niveaux suivants [18] :

E_p keV	$E_x ({}^{12}\text{C})$ MeV	$J^\pi ; T$	Γ_{tot} keV	Γ_{proton} keV	$\Gamma_{\alpha 0}$ keV	$\Gamma_{\alpha 1}$ keV	$\Gamma_{\gamma 0}$ eV	$\Gamma_{\gamma 1}$ eV
163	16,11	$2^+ ; 1$	6	10 eV	0,1	5,8	0,22	6,8
675	16,58	$2^- ; (1)$	300	150	$< 0,27$	150	$< 0,4$	8
1 388	17,23	$1^- ; 1$	1 150	1 000	10	150	44	5
1 980	17,77	$0^+ ; (1)$	92	76	4,6	11,4	$< 0,5$	$< 0,5$

Tableau 1.

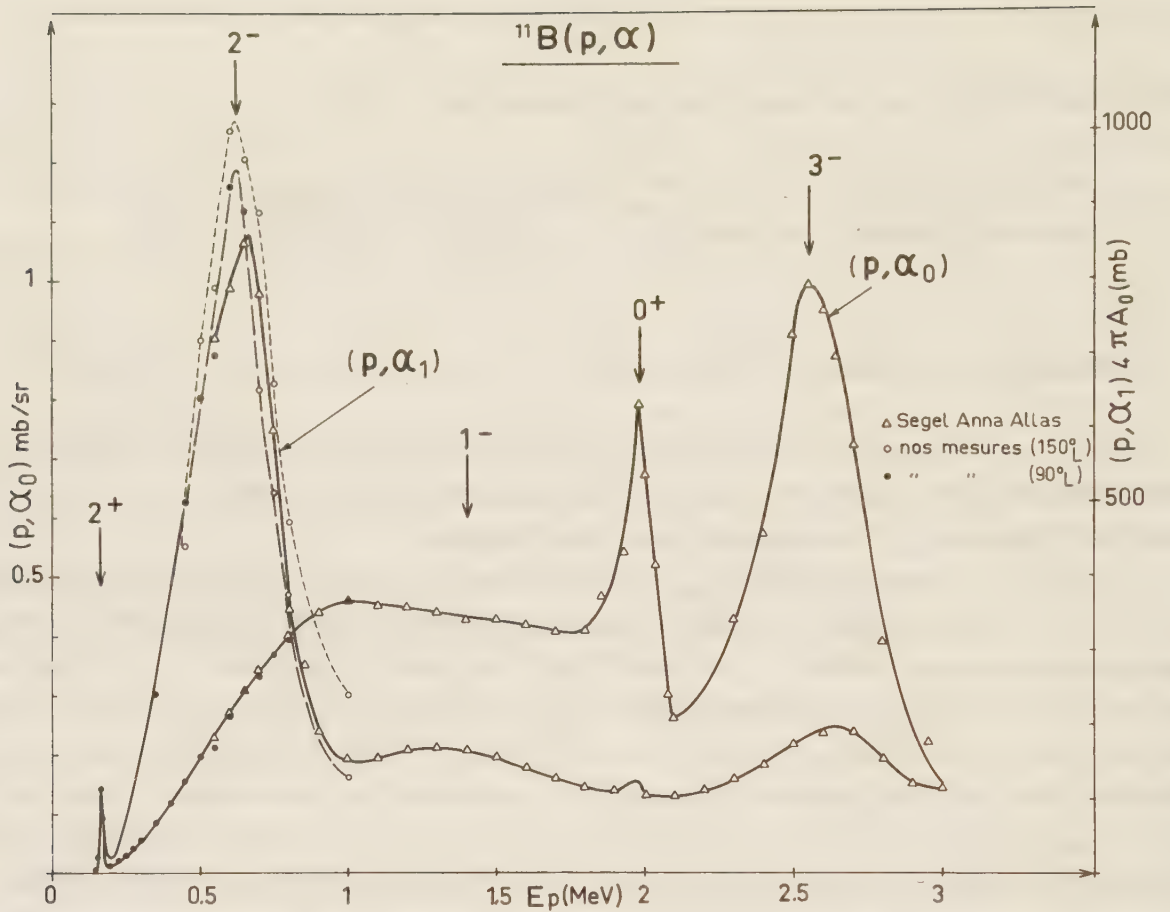


Figure 4 - Courbe d'excitation des réactions $^{11}\text{B} (p, \alpha_0)$ et (p, α_1) pour $E_p < 3$ MeV.

En conséquence puisque toutes nos mesures sont faites au voisinage immédiat de chacune de ces résonances, nous avons décrit l'amplitude τ sous la forme de la relation de BREIT-WIGNER au voisinage de la résonance $^{12}\text{C} (E_0, \Gamma_0)$ étudiée :

$$\langle v | \tau (E) | i \rangle \approx a \frac{G(i) G(v)}{E - E_0 + i \Gamma_0 / 2} \quad (26)$$

cette approximation est d'autant meilleure que la résonance étudiée est mieux isolée des résonances voisines. Les facteurs spectroscopiques $G(i)$ et $G(v)$, dont nous définirons plus loin la forme explicite utilisée, sont des grandeurs complexes dont le module carré est égal aux largeurs partielles de désintégration du niveau étudié du ^{12}C ; $G(i)$ est relié à la voie à "2 corps" $p^{11}\text{B}$ et $G(v)$ à la voie à "3 corps" intermédiaire :

$$\langle f | \mathcal{H}(E) | i \rangle = \langle f | \tau (E) | i \rangle + \sum_v \langle f | T G_0 | v \rangle \langle v | \tau (E) | i \rangle$$

Le facteur "a" est une constante de dimension [énergie] x [longueur]^{9/2} dont l'intensité dépend du modèle adopté pour traduire la transmutation $p + {}^{11}\text{B} \rightarrow 3 \alpha$ libres.

L'amplitude de diffusion $t_{\alpha\alpha} = t_N + t_{Cb}$ avec

$$t(\vec{k}, \vec{k'}; \epsilon) = \frac{2\pi i \hbar^2}{\mu k} \sum_{l=0,2,4,\dots} (2l+1) e^{i(\delta_l + 2\sigma_l)} \sin \delta_l P_l(\cos \theta) + t_{Cb} \tag{27}$$

$$= 4\pi \sum_{lm} t_l(k, k'; \epsilon) Y_{lm}(\hat{k}) Y_{lm}^*(\hat{k'}) + t_{Cb}$$

avec $k^2 = k'^2 = 2\mu / \hbar^2$, $\theta = (\vec{k}, \vec{k'})$

Les déphasages δ_l étant paramétrisés par :

$$\delta_l = \beta_l - \psi_l \qquad \text{tg } \beta_l \approx \frac{\Gamma_l / 2}{\epsilon - \epsilon_l} \qquad \text{tg } \psi_l \approx \frac{F_l(kR)}{G_l(kR)} \tag{28}$$

où F_l et G_l sont les fonctions coulombiennes, R le rayon de la voie, ϵ_l est la position des résonances $\alpha\alpha$, Γ_l leurs largeurs $= 2kR \frac{1}{F_l^2 + G_l^2} \Upsilon_l$, Υ_l étant la largeur réduite. t_{Cb} est l'am-

plitude de diffusion coulombienne que nous négligerons, σ_l le déphasage coulombien.

LAURITSEN [18] donne pour les premières résonances de la diffusion $\alpha-\alpha$ les caractéristiques suivantes :

$E_{\alpha\alpha}$ (MeV)	J^π ; T	Γ	R fm	θ^2 ($3\hbar^2 / 2\mu R^2$)
0,095	0^+ ; 0	6,8 eV	3,5	1,7
		4,5 eV	5,7	0,15
2,9	2^+ ; 0	2 MeV	5,0	0,7
3,1		2 MeV	3,5	1,32
3,18		1,5 MeV	3,5	1,27
3,13		1,8 MeV	3,5	2,46
11,8	4^+ ; 0	≈ 7 MeV	4,4	1,3
11,4				
11,3				

Tableau 2.

II. 5. Propriétés générales de l'amplitude de la réaction $p + {}^{11}\text{B} \rightarrow 3\alpha$.

II. 5. 1. L'amplitude $\mathcal{T}$ doit conserver le moment cinétique total J.

Pour mettre en évidence la conservation de J, nous décomposerons en ondes partielles. Si l'on explicite les fonctions d'onde libre ϕ_i de ϕ_f , l'on a :

$$\begin{aligned}\phi_i &= e^{i \vec{k}_o \cdot \vec{r}_o} \chi_{s\mu} \\ \phi_f &= e^{i (\vec{k}_\alpha \cdot \vec{r}_\alpha + \vec{K}_\alpha \cdot \vec{\rho}_\alpha)} \chi_f \quad (\alpha = 1, 2, 3)\end{aligned}$$

où $\vec{k}_o$, $\vec{r}_o$ représentent l'impulsion et la distance relative des particules dans la voie d'entrée : $\vec{k}_\alpha$, $\vec{r}_\alpha$ et $\vec{k}_\alpha$, $\vec{\rho}_\alpha$ sont définis chap. 1, parag. 1.1. $\chi_{s\mu}$ et χ_f sont les fonctions d'ondes internes (normalisées) des fragments des voies i et f dans des états quantiques bien définis.

Si l'on désigne par σ_i et σ_f l'ensemble des nombres quantiques pour les voies $|i\rangle$ et $|f\rangle$, l'amplitude totale $\mathcal{T}(E)$ de diffusion, permettant de passer de l'état $\phi_i \equiv |i, \vec{k}_o, \sigma_i\rangle$ à l'état final $\phi_f = |f, \vec{k}_\alpha, \vec{K}_\alpha, \sigma_f\rangle$ ($\alpha = 1, 2, 3$) est donné par l'intégrale :

$$\begin{aligned}\langle \phi_f | \mathcal{T}_\alpha(E) | \phi_i \rangle &= \langle f, \vec{k}_\alpha, \vec{K}_\alpha, \sigma_f | \mathcal{T}_\alpha(E) | i, \vec{k}_o, \sigma_i \rangle \\ &= (2\pi)^3 \delta(\vec{K}_1 + \vec{K}_2 + \vec{K}_3) \int d\vec{r}_o d\vec{r}_\alpha d\vec{\rho}_\alpha e^{i (\vec{k}_o \cdot \vec{r}_o - \vec{k}_\alpha \cdot \vec{r}_\alpha - \vec{K}_\alpha \cdot \vec{\rho}_\alpha)} \langle f, \sigma_f | \mathcal{T}_\alpha(E) | i, \sigma_i \rangle\end{aligned}\quad (30)$$

La fonction δ assure la conservation de l'impulsion, et nous la sous-entendrons par la suite. On décompose l'intégrale en onde partielle en utilisant l'égalité :

$$e^{i \vec{k} \cdot \vec{r}} = 4\pi \sum_{lm} i^l Y_{lm}^*(\hat{r}) Y_{lm}(\hat{k}) j_l(kr)$$

En choisissant l'axe de quantification oz parallèle à $\vec{k}_o$, on obtient :

$$\langle \phi_f | \mathcal{T}_\alpha | \phi_i \rangle = \sum_{l, \lambda \nu, \Lambda \nu} i^{1-\lambda-\Lambda} \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi}} (4\pi)^3 \quad (31)$$

$$\langle f, \vec{k}_\alpha, \vec{K}_\alpha, \lambda \nu \Lambda \nu, \sigma_f | \mathcal{T}_\alpha | i, \vec{k}_o, l o, \sigma_i \rangle = Y_{\lambda \nu}(\hat{k}_\alpha) Y_{\Lambda \nu}(\hat{K}_\alpha)$$

Le nombre quantique de moment angulaire l (projection 0) correspond au moment angulaire relatif de la voie d'entrée, λ (proj. ν) à celui de 2α , Λ (proj. ν) à celui du 3ème α par rapport au centre de masse des 2 autres. $\langle f, \vec{k}_\alpha, \vec{K}_\alpha \dots | \mathcal{T}_\alpha | i \dots \rangle$ correspond à l'intégrale définie en (30) après décomposition sur les moments angulaires.

La conservation du moment cinétique total J (projection M) apparait en projetant les kets $|i \dots\rangle$ et $|f \dots\rangle$ sur $|i, JM \dots\rangle$ et $|f, JM \dots\rangle$, soit après réduction, dans le cas ${}^{11}\text{B} p \rightarrow 3\alpha$:

$$\langle \phi_f | \mathcal{T}_\alpha | \phi_i \rangle_{s\mu} = \sum_{l, \lambda, \nu, \Lambda, J, M} i^{1-\lambda-\Lambda} \sqrt{2l+1} (\Lambda \lambda, \nu \nu | JM) \langle f, k_\alpha K_\alpha, \Lambda \lambda | \mathcal{T}_\alpha^J | i, k_o, l s \rangle \times (l s, o \mu | JM) Y_{\lambda \nu}(\hat{k}_\alpha) Y_{\Lambda \nu}(\hat{K}_\alpha) \quad (33)$$

où l'on a identifié σ_i au spin s de la voie d'entrée (proj. μ) et σ_f à zéro puisque les α sont sans spin. Le facteur numérique $(4\pi)^{5/2}$ a été inclu dans l'élément de matrice (plus précisément au "a" de la formule (26) ; il apparait deux coefficients de CLEBSCH-GORDAN assurant la conservation de $\vec{J}$, et l'on remarquera que l'élément de matrice $\langle f \dots | \mathcal{T}^J | i \dots \rangle$ est indépendant de M , puisque $\mathcal{T}^J$ doit être invariant par rotation.

II.5.2. L'amplitude $\mathcal{T}$ doit être symétrique vis à vis des permutations des particules α , et en conséquence sachant qu'elle se décompose en 3 sous-amplitudes $\mathcal{T}_1$, $\mathcal{T}_2$ et $\mathcal{T}_3$ (avec $\mathcal{T}_1 = \mathcal{T}_{23}$ etc...) on aura :

$$\sqrt{6} \mathcal{T} = (\mathcal{T}_{23} + \mathcal{T}_{32}) + (\mathcal{T}_{13} + \mathcal{T}_{31}) + (\mathcal{T}_{12} + \mathcal{T}_{21}) \quad (34)$$

la permutation de 2 et 3 dans $\mathcal{T}_{23}$ n'affectera que $Y_{\lambda \nu}(\hat{k}_1)$ et puisque $\hat{k}_1 \rightarrow -\hat{k}_1$ alors $Y_{\lambda \nu}(-\hat{k}) = (-1)^\lambda Y_{\lambda \nu}(\hat{k})$, donc :

$$\langle \phi_f | (\mathcal{T}_{23} + \mathcal{T}_{32}) | \phi_i \rangle = \dots [1 + (-1)^\lambda] Y_{\lambda \nu}(\hat{k}_1) \dots$$

ce qui montre que seules les valeurs paires de λ interviennent (ce qui est naturel pour des α) et donc l'amplitude finale est donnée par :

$$\mathcal{T}_{s\mu} = \frac{2}{\sqrt{6}} \sum_{\alpha=1}^3 \mathcal{T}_{s\mu}^\alpha \quad (35)$$

Nous écrirons finalement une amplitude partielle $\langle \phi_f | \mathcal{T}^\alpha | \phi_i \rangle_{s\mu}$ sous la forme (pour des valeurs de J^π déterminées)

$$\mathcal{T}_{s\mu}^\alpha(J^\pi) = \sum_{l=|J-s|}^{J+s} i^{1-\Lambda-\lambda} \sqrt{2l+1} (ls, o\mu | J\mu) \sum_{\lambda=0,2,4,\dots} \sum_{\Lambda=|J-\lambda|}^{J+\lambda} \langle \Lambda \lambda | \mathcal{T}_{ls}^\alpha \rangle y_{\Lambda\lambda}^\alpha(\hat{k}_\alpha, \hat{K}_\alpha) \quad (36)$$

où l'on a posé :

$$y_{\Lambda\lambda, \mu}^\alpha \equiv \sum_{\nu=-\lambda}^{\lambda} (\Lambda \lambda, \mu-\nu \nu | J\mu) Y_{\Lambda, \mu-\nu}(\hat{K}_\alpha) Y_{\lambda \nu}(\hat{k}_\alpha)$$

II. 5. 3. La formule (36) possède les propriétés particulières signalées
paragraphe I. 1. 2.

En effet les propriétés démontrées par MAC DONALD [1] sont attachées aux propriétés de $\mathcal{Y}$.

a) A la périphérie du diagramme, on a $\hat{K}_{\alpha} = \pm \hat{k}_{\alpha}$, ce qui conduit à :

$$\mathcal{Y}_{\Lambda\lambda, \mu}^{\alpha} = \sqrt{\frac{(2\Lambda+1)(2\lambda+1)}{4\pi(2J+1)}} (\Lambda\lambda, 00 | J 0) Y_{J, \mu}(\hat{K}_{\alpha})$$

et $(\Lambda\lambda 00 | J 0) = 0$ pour $(\Lambda + \lambda + J)$ impair, soit sachant que λ est pair et que Λ a la même parité que π

$$\mathcal{Y}_{\Lambda\lambda, \mu}^{\alpha} = 0 \text{ pour } (J + \pi) \text{ impair} \quad (37)$$

b) Au point de la périphérie où une particule a une impulsion nulle ($K_3 = 0$ par exemple) les amplitudes $\langle \mathcal{T}^1 \rangle$ et $\langle \mathcal{T}^2 \rangle$ (formule 36) sont égales et $\langle \mathcal{T}^3 \rangle = 0$, comme $\vec{K}_1 = -\vec{K}_2$ on a : $\mathcal{Y}_{\Lambda\lambda, \mu}^1 + \mathcal{Y}_{\Lambda\lambda, \mu}^2 = [1 + (-)^{\Lambda}] \mathcal{Y}_{\Lambda\lambda, \mu}^1$ or puisque Λ a la même parité que π

$$\mathcal{T}|_{K_{\alpha}=0} = 0 \quad \text{pour } \pi \text{ négatif } \alpha = 1, 2, 3 \quad (38)$$

c) Au centre du diagramme de DALITZ les 3 particules ont le même module pour l'impulsion donc $\langle \mathcal{T}^1 \rangle = \langle \mathcal{T}^2 \rangle = \langle \mathcal{T}^3 \rangle$. En choisissant l'axe de quantification perpendiculaire au plan de désintégration, les particules 1, 2 et 3 se déduisent les unes des autres par rotation de $2\pi/3$ autour de Oz. Si l'on pose $Y_{lm}(\theta, \varphi) = Y_{lm}(\theta, 0) e^{im\varphi}$ il vient :

$$\sum_{\alpha=1}^3 \mathcal{Y}_{\Lambda\lambda, \mu}^{\alpha} = \sum_{\nu} (\Lambda\lambda, \mu - \nu \nu | J\mu) [1 + e^{i\frac{2\pi}{3}\mu} + e^{-i\frac{2\pi}{3}\mu}] i^{\nu} Y_{\Lambda\mu-\nu}(\frac{\pi}{2}, 0) Y_{\lambda\nu}(\frac{\pi}{2}, 0) e^{i\mu\phi_1} \quad (39)$$

où l'on s'est référé par rapport à $\alpha = 1$, $\hat{K}_{1x} = \phi_1$ et $\hat{k}_{1x} = \psi_1 = \phi_1 + \frac{3\pi}{2}$

$$\text{or } \cos\left(\frac{2\pi}{3}\mu\right) = \begin{cases} 1 & \text{pour } \mu = 0, 3, 6 \dots \\ -1/2 & \text{pour } \mu \neq 0, 3, 6 \dots \end{cases}$$

Donc seules les valeurs de $\mu = 0, 3, 6 \dots$ donnent une contribution, or sachant que $Y_{lm}(\frac{\pi}{2}, 0) = 0$ pour $l + m$ impair, la sommation ne portera que sur les valeurs paires de ν .

On distingue 2 cas :

$$\star \quad J < 3 \text{ alors } \mu = 0 \quad I_1 = \sum_{\alpha} \mathcal{Y}_{\Lambda\lambda, 0}^{\alpha} = 3 \sum_{\nu} (\Lambda\lambda, -\nu \nu | J 0) i^{\nu} Y_{\Lambda-\nu}(\frac{\pi}{2}, 0) Y_{\lambda\nu}(\frac{\pi}{2}, 0)$$

et $I_1 = 0$ pour Λ impair soit pour π négatif

* $3 \leq J < 6$ alors $\mu=0$ et 3 et $I_2 = I_1 + I'$, $I' = 3$ e
$$\sum_{\nu}^{3 \text{ i } \phi_1} (\Lambda \lambda, 3-\nu \nu | J 3) Y_{\Lambda 3-\nu} Y_{\lambda \nu} i^{\nu}$$

et $I' = 0$ pour les systèmes de parité π positive ainsi le niveau 3^- du ^{12}C donnera une contribution non nulle au centre du diagramme de DALITZ.

De façon générale pour $J \geq 3$ on aura $I_1 + I' + I'' + \dots$ et quelle que soit la parité du système I_1 ou I' ou $I'' \dots = 0$, mais ils ne pourront jamais s'annuler simultanément. Donc seuls les systèmes de parité négative et de $J < 3$ ne peuvent donner aucune contribution au centre du diagramme de DALITZ.

d) Ajoutons enfin la relation suivante :

$$y_{\lambda, -\mu}^{\alpha} = (-)^{J+\pi+\mu} (y_{\lambda, \mu}^{\alpha})^* \tag{40}$$

Par ailleurs dans le cas d'une géométrie plane les y sont réels, ce qui implique que la projection $\mu = 0$ n'intervient pas pour les niveaux de parité non naturelle.

D'autre part on note aussi que le coefficient de GLEBSCH-GORDAN relatif à la voie d'entrée change de signe avec μ et l'on a pour la réaction $^{11}\text{B} + p$

$$\tau_{\alpha}^{s0}(J \pi) = 0 \text{ pour } (J + \pi + s) \text{ pair} \tag{41}$$

Les deux égalités précédentes conduisent à :

$$\tau_{\alpha}^{s-\mu} = (-)^{s+\mu+1} \tau_{\alpha}^{s\mu}$$

si la géométrie est plane, ce qui montre d'une part que $\tau_{\alpha}^{s0} = 0$ pour s pair, et d'autre part qu'il est inutile de calculer les amplitudes pour $-\mu$.

II.6. Développement des diverses approximations.

En adoptant le développement de τ donné par les formules (21) ..., le premier ordre d'approximation est $\tau \simeq \tau$, que nous nommerons production directe.

II.6.1. "La production directe" $\tau \simeq \tau$.

Ce premier ordre du développement correspond à la production de 3α et exclut toute interaction $\alpha - \alpha$. En reprenant les formules (26) et (36) on obtient :

$$\tau_{s\mu}^{\alpha}(J \pi) = a \sum_{\lambda \Lambda} i^{1-\lambda-\Lambda} \sqrt{2 \text{ l}+1} (1s, 0\mu | J\mu) \frac{G_{i, 1s}^J(k_o) G_{f, \Lambda \lambda}^J(k_{\alpha}, K_{\alpha})}{E - E_o + i \Gamma_o / 2} y_{\lambda \mu}^{\alpha}(\hat{k}_{\alpha}, \hat{K}_{\alpha}) \tag{42}$$

La formule précédente met en évidence 2 termes :

a) $G_{i, 1s}^J(k_o)$ pour lequel on prendra la forme généralement adoptée dans les réactions résonantes :

$$G_{i, 1s}^J(k_o) = e^{i \Omega_{i, 1}} (\Gamma_{i, 1s}^J)^{1/2} \quad (43)$$

avec :

$$\Gamma_{i, 1s}^J = \text{largeur partielle} = P_{i, 1}(k_o R_i) \Upsilon_{i, 1s}^J$$

$$\text{où :} \quad P_{i, 1}(k_o) = \text{pénétrabilité} = 2 k_o R_i / [F_1^2(k_o R_i) + G_1^2(k_o R_i)] \quad (44)$$

R_i étant le rayon de la voie, $\Upsilon_{i, 1s}^J = \text{largeur réduite} = \theta_{i, 1s}^J \Upsilon_W$ avec la limite de WIGNER $\Upsilon_W = 3 \hbar^2 / 2MR^2$ et θ un nombre positif en général < 1 . Nous considérons dans tous les calculs les $\Upsilon_{i, 1s}^J$ indépendants de l'énergie et compatibles avec la limite de WIGNER et les résultats expérimentaux.

$$\Omega_{i, 1} = \sigma_{i, 1} - \psi_{i, 1}$$

où $\sigma_{i, 1} = \text{déphasage coulombien} = \text{Arg}[(1 + i \eta_i)!]$ $\eta_i = \frac{Z_a Z_b e^2}{\hbar V_i}$, $Z_a Z_b$ charge des 2 particules de la voie i , V_i leurs vitesses relatives

$$\psi_{i, 1} = \text{déphasage de sphère dure} = \text{Arctg} \frac{F_1(k_o R_i)}{G_1(k_o R_i)}$$

b) $G_{f, \Lambda \lambda}^J(k_\alpha, K_\alpha)$. En accord avec l'hypothèse faite, ce facteur ne doit a priori favoriser aucune des énergies des particules produites. Il est néanmoins raisonnable de penser qu'il renferme un facteur relatif à la pénétrabilité des barrières coulombiennes et centrifuges ; cet effet sera surtout sensible sur les particules de faible énergie, et puisque K et Λ représentent l'impulsion et le moment angulaire d'une particule (k et Λ étant l'impulsion et le moment angulaire relatifs des 2 autres) nous incluerons dans G_f le terme de pénétrabilité $P_{f, \Lambda}(K_\alpha R_f)$. En ce qui concerne la phase de G_f nous supposons qu'elle diffère peu de la phase de la voie $\alpha - {}^8\text{Be}$ (parag. II.1, formule 11) et l'on posera :

$$G_{f, \Lambda \lambda}^J = e^{i \Omega_{f, \Lambda}} (\Gamma_{f, \Lambda \lambda}^J)^{1/2} \quad (46)$$

$$\text{avec :} \quad \Gamma_{f, \Lambda \lambda}^J = P_{f, \Lambda}(K_\alpha R_f) \Upsilon_{f, \Lambda \lambda}^J \quad (47)$$

où Ω , P , Υ ont la même signification que précédemment pour la voie $\alpha - {}^8\text{Be}$.

c) Les différentes largeurs partielles sont reliées entre elles par la relation :

$$\Gamma_o = \sum_{\text{voie, moment angulaire}} \Gamma^J_{\text{partiels}} \quad (48)$$

II.6.2. L'interaction dans l'état final.

Les spectres expérimentaux, mettent en évidence une série de raies cinématiquement situées aux positions de résonances $\alpha \alpha$ accessibles dans la réaction. L'approximation précédente, ne pouvant conduire qu'à des formes relativement monotones (aux effets de moments angulaires près), nous pouvons penser que le terme de production directe sera insuffisant, et que l'amplitude T ($\mathcal{T} = \tau + T G_o \tau$) sera dominante. Examinons donc la première approximation de T ($= T_1 + T_2 + T_3$) à savoir :

$$\mathcal{T}_\alpha = \tau + \tilde{t}_\alpha G_o \tau \quad (49)$$

Si l'on s'intéresse plus particulièrement à $\tilde{t}_\alpha G_o \tau$, on a explicitement :

$$\begin{aligned} \langle \phi_f | t_\alpha G_o \tau | \phi_i \rangle &= \int \langle f, \vec{k}_\alpha \vec{K}_\alpha, \sigma_f | \tilde{t}_\alpha G_o | f, \vec{p}_\alpha \vec{P}_\alpha, \sigma_f \rangle \frac{d\vec{p}_\alpha d\vec{P}_\alpha}{(2\pi)^6} \langle f, \vec{p}_\alpha \vec{P}_\alpha, \sigma_f | \tau | \phi_i \rangle \\ &= \frac{1}{(2\pi)^3} \int \langle \vec{k}_\alpha | t_\alpha | \vec{p}_\alpha \rangle \frac{p_\alpha^2 dp_\alpha d\hat{p}_\alpha}{\hbar^2 p_\alpha^2 - \hbar^2 K_\alpha^2} \langle f, \vec{p}_\alpha \vec{K}_\alpha, \sigma_f | \tau | \phi_i \rangle \\ &\quad E - \frac{p_\alpha^2}{2\mu_\alpha} - \frac{\hbar^2 K_\alpha^2}{2M_\alpha} + i\epsilon' \end{aligned} \quad (50)$$

Où l'on a écrit l'ensemble des fonctions libres $|\phi_f\rangle = |f, p_\alpha P_\alpha, \sigma_f\rangle$. En prenant pour $\langle f, p_\alpha K_\alpha, \sigma_f | \tau | \phi_i \rangle$ le développement (42) et pour $\langle \vec{k} | t | \vec{p} \rangle$ le développement (27), il vient après intégration sur $d\hat{p}_\alpha$ ($= \sin \theta_p d\theta_p d\varphi_p$) :

$$\langle \phi_f | \tilde{t}_\alpha G_o \tau | \phi_i \rangle = a \sum_{l\lambda\Lambda} i^{1-\lambda-\Lambda} \sqrt{2l+1} (1s, 0\mu | J\mu) \frac{G_{i,1s}^J G_{f,\Lambda\lambda}^J}{E-E_o + i\Gamma_o/2} \mathcal{Y}_{\Lambda\lambda,\mu}^\alpha(\hat{k}_\alpha, \hat{K}_\alpha) U_\lambda$$

$$U_\lambda = \frac{\mu_\alpha}{\pi^2 \hbar^2} \int_0^\infty \frac{p^2 dp}{k_\alpha^2 - p^2 + i\epsilon'} t_\lambda(k_\alpha, p; \epsilon) \quad (51)$$

avec $E - \hbar^2 K_\alpha^2 / 2 M_\alpha = \hbar^2 k_\alpha^2 / 2 \mu_\alpha$. En notant (formule 27) $t_\lambda(k, p; \epsilon) = \frac{2\pi i \hbar^2}{i(\delta_\lambda + 2\sigma_\lambda)^\mu} f_\lambda(p, k; \epsilon)$ avec l'amplitude sur la couche de masse $f_\lambda(k, k; \epsilon) = \frac{1}{k} \sin \delta_\lambda e$; et en isolant le pôle $p = k_\alpha$ de (51) par la relation $\frac{dx}{x - x' + i\epsilon'} = -i\pi \delta(x - x') dx + P\left(\frac{1}{x - x'}\right) dx$ on isole la contribution à l'amplitude totale de la diffusion en dehors de la couche d'énergie ($p \neq k_\alpha$). Cette contribution est égale à :

$$A_{\lambda} = \frac{2i}{\pi} P \int \frac{p^2 dp}{k_{\alpha}^2 - p^2} f_{\lambda}(k_{\alpha}, p; \epsilon_{\alpha}) \quad (52)$$

et l'intégrale de (51) s'écrit :

$$U_{\lambda} = \sin \delta_{\lambda} e^{i(\delta_{\lambda} + 2\sigma_{\lambda})} + A_{\lambda} \quad (53)$$

Considérant que nous ne connaissons pas la forme de l'amplitude en dehors de la couche d'énergie, nous considérons A_{λ} comme une constante complexe, et l'on obtient ainsi l'expression de l'amplitude de transition, dans l'approximation de l'interaction dans l'état final (J^{π} fixés) :

$$\begin{aligned} \langle \phi_f | (\tau + \tilde{\tau}_{\alpha} G_o \tau)^J | \phi_i \rangle_{s\mu} &= a \sum_{l\lambda\Lambda} i^{l-\lambda-\Lambda} \sqrt{2l+1} (ls, o\mu | J\mu) \frac{G_{i,ls}^J(k_o) G_{f,\Lambda\lambda}^J(K_{\alpha})}{E - E_o + i\Gamma_o/2} \\ &\times [1 + A_{\lambda} + \sin \delta_{\lambda} e^{i(\delta_{\lambda} + 2\sigma_{\lambda})}] Y_{\Lambda\lambda\mu}^{\alpha}(\hat{k}_{\alpha}, \hat{K}_{\alpha}) \end{aligned} \quad (54)$$

L'écart par rapport à zéro de la grandeur A_{λ} , nous donnera en première approximation un ordre de grandeur de l'importance de la contribution des termes en dehors de la couche d'énergie.

Une autre approche, à l'estimation de cet écart consiste à remarquer que l'amplitude $f_{\lambda}(p, k; \epsilon)$ est "à demi sur la couche de masse" [16] car $p^2 \neq k^2 = 2\mu\epsilon/\hbar^2$, et si l'on pose [16] :

$$f(k, p; \epsilon) = g(p; \epsilon) f(k, k; \epsilon)$$

on factorise le terme en dehors de la couche d'énergie. Dans le cadre de cette hypothèse, l'on montre [16] que $g_{\lambda}(p; \epsilon)$ est réel, avec $g_{\lambda}(p; \epsilon) = 1$ pour $\hbar^2 p^2 = 2\mu\epsilon$. L'intégrale de (51) s'écrit alors :

$$U_{\lambda} = \sin \delta_{\lambda} e^{i(\delta_{\lambda} + 2\sigma_{\lambda})} (1 + B_{\lambda}) \quad (53')$$

avec :

$$B_{\lambda} = \frac{2i}{\pi k_{\alpha}} P \int \frac{p^2 dp}{k_{\alpha}^2 - p^2} g_{\lambda}(p; \epsilon_{\alpha}) \quad (52')$$

et le crochet de (54) devient :

$$[54] \longrightarrow [1 + \sin \delta_{\lambda} e^{i(\delta_{\lambda} + 2\sigma_{\lambda})} (1 + B_{\lambda})] \quad (54')$$

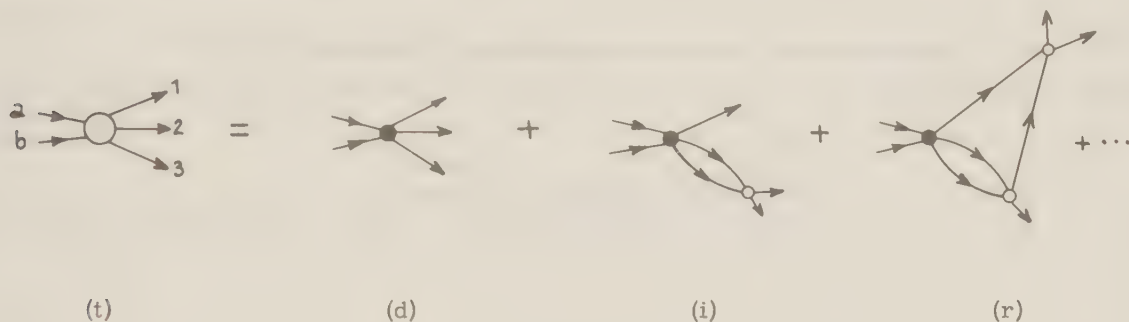
Au niveau de l'approximation d'une interaction dans l'état final, si l'on prend pour A ou B des valeurs constantes, les deux formulations (54) ou (54') sont équivalentes puisque l'on passe de l'une à l'autre par une pondération différente.

II.6.3. Les termes d'ordre supérieur.

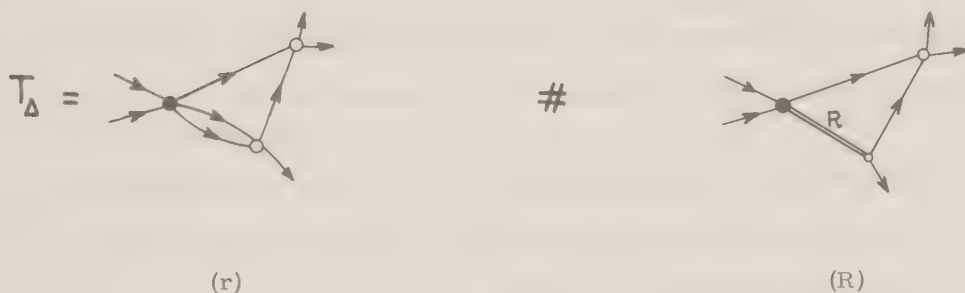
Les premiers calculs effectués dans l'approximation de l'interaction dans l'état final montrent que la seule prise en considération de ce terme est suffisante pour reproduire les spectres expérimentaux. Il n'apparaît donc pas a priori nécessaire, d'introduire les termes d'ordre supérieur. Par ailleurs, un tel travail s'écarterait notablement du but que nous poursuivons. Le modèle simple et les approximations adoptées devraient alors être précisées si l'on devait utiliser une théorie plus élaborée.

Toutefois dans l'hypothèse où l'on considère les α comme des particules élémentaires, on peut examiner l'effet de la première rediffusion. Il suffit pour cela de reprendre les conclusions d'AITCHISON et KACSER [19] qui traitent le problème dans des conditions analogues à celles que nous avons posées.

On considère que la production des 3 particules finales passe par une série d'étapes décrites par les diagrammes :



La rediffusion correspondant au diagramme (r). Il est montré que l'approximation :



où R représente une résonance à 2 corps est satisfaisante ; et les calculs sont menés dans cette hypothèse, AITCHISON montre alors que l'amplitude T_{Δ} de la réaction est de la forme :

$$T_{\Delta} \propto t g h \text{ Log } \left\{ \frac{q - q_S + \frac{1}{3} (p + p_S)}{q - q_S - \frac{1}{3} (p - p_S)} \right\} = t g h \text{ Log } \left\{ \frac{q - q_N + \frac{1}{3} (p - p_N)}{q - q_S - \frac{1}{3} (p - p_S)} \right\} \quad (55)$$

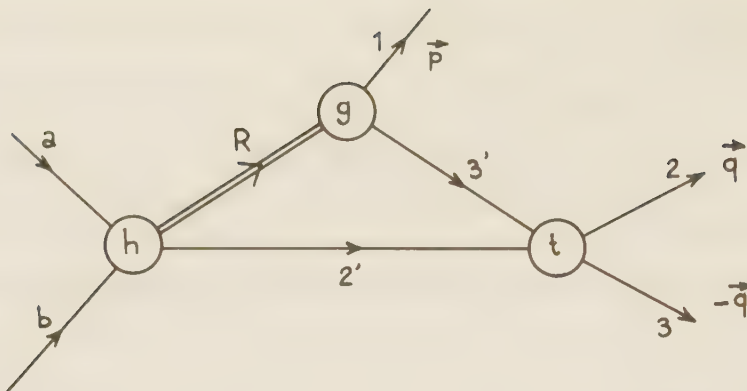


Figure 5 - Définition des variables du graphe triangulaire.

En prenant les masses des 3 particules égales à m :

$$\begin{pmatrix} q_N \\ q_S \end{pmatrix} = \pm \sqrt{m Q_R} - \sqrt{\frac{3}{4} m Q_W}$$

$$\begin{pmatrix} p_N \\ p_S \end{pmatrix} = \frac{3}{2} \sqrt{m Q_R} \pm \sqrt{\frac{3}{4} m Q_W}$$

on a les relations suivantes : $\sqrt{\frac{3}{4} m Q_W} = -q_S + \frac{1}{3} p_S = -q_N - \frac{1}{3} p_N$, $\epsilon_{23} = q^2/m$,
 $\frac{q^2}{m} + \frac{3}{4m} p^2 = E = Q_W + Q_R + T_o = \text{énergie totale de la transition},$

où Q_W représente de Q de la réaction $b + a \rightarrow R + 2'$ et h son amplitude

Q_R représente de Q de la réaction $R \rightarrow 1 + 3'$ et g son amplitude

t représentant l'amplitude de diffusion $2' + 3' \rightarrow 2 + 3$.

T_Δ présentera un pôle pour $q = q_S$ qui situé dans la région physique si Q_R satisfait l'inégalité $\frac{4}{3} Q_R \geq Q_W + Q_R$. Si cette condition est satisfaite, il est remarquable de constater que le pôle coïncide exactement avec le modèle simple où les vitesses des particules $2'$ et $3'$ sont telles que $\vec{V}_{2'} = \alpha \vec{V}_{3'}$, ($0 < \alpha < 1$). C'est donc dans le voisinage de la périphérie du diagramme de DALITZ que cet effet, s'il se produit sera surtout visible. Pour notre expérience ($Q_W + Q_R \simeq 9 \text{ MeV}$) la condition de rediffusion n'est pas satisfaite pour les deux premières résonances $\alpha\alpha$ (fondamental 0^+ ; 1er excité 2^+ $Q_R = 3 \text{ MeV}$). Par contre elle pourrait se produire si l'on "accroche" la trainée de la résonance 4^+ ($Q_R = 11,4 \text{ MeV}$, $\Gamma \simeq 7 \text{ MeV}$), et ce phénomène pourrait être une explication si les lissages avec une seule interaction $\alpha\text{-}\alpha$ dans l'état final, ne sont pas en bon accord avec l'expérience.

En ce qui concerne l'influence des termes d'ordre supérieur, AITCHISON et KACSER concluent en remarquant que l'amplitude totale peut se mettre sous la forme :

$$\mathcal{T} = \tau_{\text{direct}} + t (M_{\text{IEF}} + M_{\Delta} + \dots) \quad (57)$$

et que l'influence des rediffusions successives sera de noyer le terme direct dans une nouvelle constante, de telle sorte que l'amplitude s'écrive :

$$\mathcal{T} = t (Cte_1 + Cte_2 M_{\Delta} + \dots) \quad (58)$$

l'influence globale de tous les termes contribuant à modifier la position et la largeur apparente des résonances à 2 corps.

II.7. Section efficace.

Si l'on désigne par $\mathcal{T}_{\text{if}}$ l'amplitude complète (symétrisée dans notre cas) de la réaction, obtenue à partir des formules (36) et suivantes. On a alors pour la section efficace $d\sigma$ l'expression :

$$d\sigma = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{\mu_o}{\hbar k_o} \frac{1}{(2s_a+1)(2s_b+1)} \left\{ \sum_s \sum_{\mu=-s}^s |\mathcal{T}_{\text{if}}|^2 \right\} \frac{d\vec{P}_1 d\vec{P}_2 d\vec{P}_3}{(2\pi\hbar)^9} (2\pi\hbar)^3 \left(\sum_{i=1}^3 \vec{P}_i - \vec{P}_o \right) \delta \left(\sum_{i=1}^3 \frac{P_i^2}{2m_i} - E \right) \quad (59)$$

où :

$\hbar k_o / \mu_o$ = vitesse relative dans la voie d'entrée (μ_o = masse réduite, $\hbar \vec{k}_o$ = impulsion relative)

s_a et s_b les spins des 2 particules de la voie d'entrée (on ne somme évidemment pas sur les spins de la voie de sortie qui sont nuls)

$\vec{s} = \vec{s}_a + \vec{s}_b$, μ la projection de s

$\mathcal{T}_{\text{if}}$ est l'amplitude complète obtenue à partir de (36) ... ,

$\vec{P}_i$ impulsion de la particule i dans le système où l'impulsion totale est $\vec{P}_o$

$E_i = P_i^2 / 2 m_i$ énergie cinétique de la particule i ; E = énergie totale du système.

L'expérience faite dans le laboratoire revient à mesurer $d\sigma / d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1$

($d\vec{P} = P^2 dP d\Omega = mP dE d\Omega$)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1} = \frac{\mu_o}{(2\pi)^5 \hbar^8 (2s_a+1)(2s_b+1) k_o} \left\{ \sum_s \sum_{\mu} |\mathcal{T}_{\text{if}}|^2 \right\} \frac{m_1 m_3 P_1 P_2^2}{P_2 \left(1 + \frac{m_3}{m_2}\right) - P_o \cos \theta_2 + P_1 \cos \theta_{12}}$$

où $\theta_2 = (\vec{P}_o, \vec{P}_2)$ $\theta_{12} = (\vec{P}_1, \vec{P}_2)$, P_2 étant une fonction de P_1 telle que la relation cinématique soit vérifiée :

$$\frac{P_1^2}{2 m_1} + \frac{P_2^2}{2 m_2} + \frac{1}{2 m_3} (\vec{P}_0 - \vec{P}_1 - \vec{P}_2)^2 - E = 0 \quad (61)$$

La formulation de $d\sigma$ est évidemment la même quel que soit le repère et il est évident que la densité d'état $dF = d\vec{P}_1 d\vec{P}_2 d\vec{P}_3 \cdot \delta(\sum \vec{P}) \cdot \delta(\sum E)$ est un invariant. Il s'en suivra donc que les Jacobiens de changement de système seront simplement donnés par le rapport des expressions faciles à calculer :

$$J = \frac{d\tau'}{d\tau} = \frac{dF/d\tau}{dF/d\tau'}$$

avec $d\tau = d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1$ et pour $d\tau'$ une expression analogue.

Ainsi si l'on choisit, comme on l'a fait pour le calcul de $\mathcal{C}_{if}$, de se placer dans le repère du C.M. général et d'utiliser des impulsions relatives on aura directement

$$d\sigma / d\tau' = C |\mathcal{C}|^2 dF / d\tau' \quad \text{et la section efficace dans le labo. sera :}$$

$$d\sigma / d\tau = J d\sigma / d\tau' = C |\mathcal{C}|^2 dF / d\tau \text{ qui est l'expression (60) où les varia-}$$

bles cinématiques dans τ sont exprimées dans le repère τ' .

Il est intéressant de voir quelle serait la forme de la section efficace si l'amplitude $\mathcal{C}$ étant constante. Dans ce cas on a $d\sigma \propto dF$ et il est facile de voir que dans cette hypothèse la population du diagramme de DALITZ $d\sigma / dE_1 dE_2 = \text{Cte}$; d'autre part pour un spectre projeté $d\sigma / d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1$ on obtient les formes typiques représentées sur la figure 6.

II.8. Formulation détaillée de la forme de la section efficace de la réaction $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$.

II.8.1. Remarque préliminaire.

Nous avons limité nos calculs à l'approximation d'une seule interaction dans l'état final, c'est-à-dire

$$\mathcal{C} = \sum_{\alpha=1}^3 \mathcal{C}_{\alpha} \tau_{\alpha} \approx \tau + \tilde{\tau}_{\alpha} G_0 \tau.$$

Mais dans le cadre de l'approximation adoptée pour l'amplitude τ , il est facile de voir que quel que soit l'ordre d'itération, l'amplitude $\mathcal{C}_{s\mu}(J\pi)$ s'écrit sous forme d'un produit de deux facteurs, dont l'un est relatif à la voie d'entrée, et l'autre à la voie de sortie 3α :

$$\mathcal{C}_{s\mu}(J\pi) = I_{s\mu}^J F_{\mu}^J \quad (62)$$

avec

$$I_{s\mu}^J = a \sum_l \sqrt{2l+1} i^l (1s, 0\mu | J\mu) \frac{G_{i, 1s}^J}{E - E_0 + i\Gamma_0/2} \quad (63)$$

$$F_{\mu}^J = \sum_{\alpha=1}^3 \sum_{\lambda\Lambda} i^{-\lambda-\Lambda} f_{\lambda\lambda}^{\alpha} y_{\lambda\lambda, \mu}^{\alpha}$$

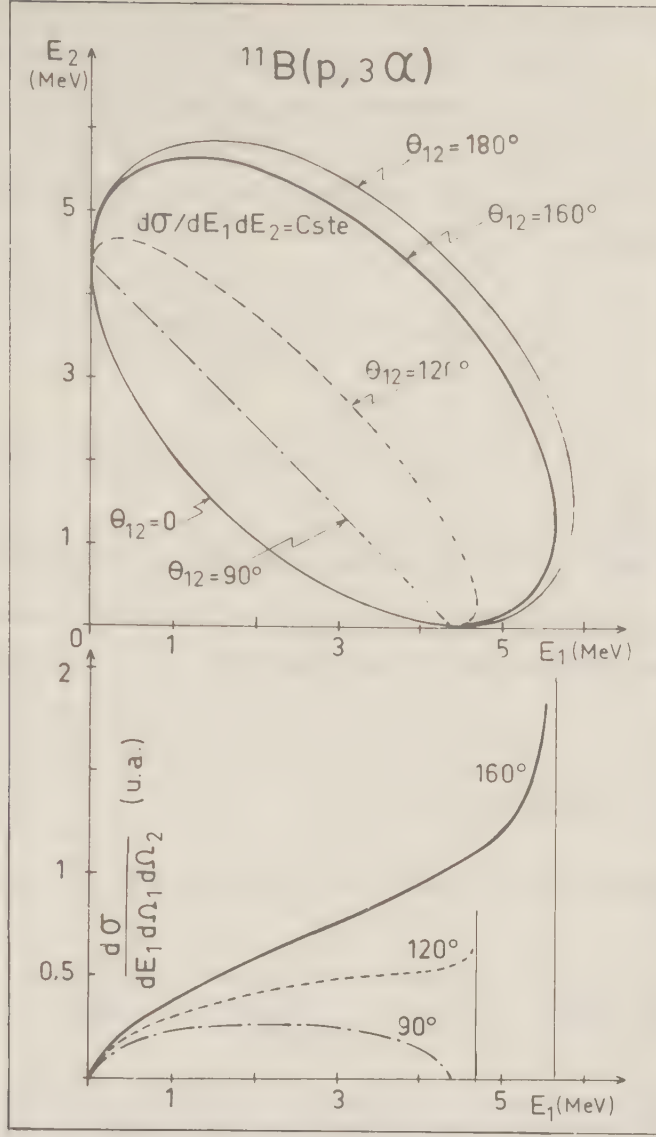


Figure 6 : Population de diagramme de DALITZ due à l'espace de phase seul (amplitude de réaction = Cste). On notera l'absence de modulation dans le plan ($d\sigma / dE_1 dE_2 = \text{Cste}$) et la forme typique qu'il en résulte pour les projections $d\sigma / d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1$.

où F_μ^J est spécifique de la voie 3α et $I_{s\mu}$ de la voie d'entrée. $f_{\Lambda\lambda}^\alpha$ traduit la dépendance en énergie de l'interaction $\alpha\alpha$, et est égal à $G_{f, \Lambda\lambda}^J (1 + U_\lambda)$ dans l'approximation d'une seule interaction dans l'état final (parag. II, 6.2). La section efficace se calculant à partir de $|\mathcal{T}^J|^2$:

$$|\mathcal{T}^J|^2 = \sum_{s\mu} |\mathcal{T}_{s\mu}^J|^2 = \sum_{\mu} |F_\mu^J|^2 \cdot \left(\sum_s |I_{s\mu}^J|^2 \right) \quad (64)$$

On peut sans inconvénient remplacer μ par M (projection de J) et sommer sur les $2J + 1$ valeurs de M (les coefficients de couplage assurant les lois de conservation).

On a donc :

$$|\mathcal{T}^J|^2 = \sum_{M=-J}^J p_M^J |F_M^J|^2 \quad \text{avec} \quad p_M^J = \sum_s |I_{sM}^J|^2 \quad (65)$$

On constate donc que l'introduction de la voie d'entrée, conduit à pondérer les différentes valeurs de M. On pourrait poser le problème avec les termes suivants : "s'il existe un noyau composé de ^{12}C (J^π M) qui se désintègre en 3α , les interactions dans l'état final étant décrites par la fonction F_M^J , la section efficace observée sera donnée par la somme sur M des $|F_M^J|^2$ pondérés par les poids p_M^J ". Les différents poids sont proportionnels à l'état de polarisation du ^{12}C , avec la relation :

$$\sum_{M=-J}^J p_M^J = (2J+1) \frac{|a|^2 \Gamma_{\text{entrée}}^J}{(E-E_0)^2 + \Gamma_0^2/4} \quad : \quad (66)$$

avec $\Gamma_{\text{entrée}}^J = \sum_{i, s} \Gamma_{i, 1s}^J$ et $P_{-M}^J = P_M^J$ (renversement du temps, notons aussi que

$|F_{-M}^J|^2 = |F_M^J|^2$) ; un noyau de ^{12}C non polarisé impliquant l'égalité de tous les p_M^J .

Cette façon de poser le problème n'implique plus la nécessité de spécifier la voie d'entrée, et contribue à donner aux largeurs partielles $\Gamma_{i, 1s}$ une signification moins évidente.

II.8.2. Les formules explicites.

Les mesures ont été faites à des énergies proton correspondant aux résonances isolées du ^{12}C suivantes :

$$J^\pi(E_p \text{ keV}) = 2^+ (163)^3, \quad 2^- (680), \quad 1^- (1400), \quad 0^+ (2000)$$

Nous n'avons pas tenu compte de la résonance 4^+ du ^8Be . Rappelons les formules utilisées (36) ou (62) :

$$\mathcal{T}_{s\mu}^\alpha(J^\pi) = \sum_{\lambda=0,2} \sum_{\Lambda=|J-\lambda|}^{J+\lambda} \sum_{l=J-s}^{J+s} i^{l-\lambda-\Lambda} \sqrt{2l+1} (1s, 0\mu | J\mu) \langle \Lambda\lambda | \mathcal{T}^\alpha | 1s \rangle y_{\Lambda\lambda, \mu}^\alpha \quad (36)$$

avec :

$$y_{\Lambda\lambda, \mu}^\alpha = \sum_{v=-\lambda}^{\lambda} (\Lambda\lambda, \mu-v | J\mu) Y_{\Lambda, \mu-v}(\hat{\mathbf{K}}_\alpha) Y_{\lambda, v}(\hat{\mathbf{k}}_\alpha)$$

et :

$$\langle \Lambda\lambda | \mathcal{T}^\alpha | 1s \rangle = a \frac{G_{i, 1s}^J f_{\Lambda\lambda}^\alpha}{E-E_0 + i \Gamma_0/2} \quad (67)$$

En tenant compte de la table des moments angulaires : ($s^{\pi i} = 1^-, 2^-$)

3) Mesures faites par D. ENGHELDART [9].

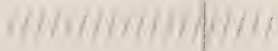
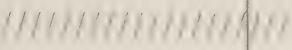
1	π	J^π	Λ	λ
1, 3	1 ⁻	2 ⁺	2	0 ⁺
1, 3	2 ⁻		0, 2, 4 2, 4, 6	2 ⁺ 4 ⁺
2	1 ⁻	2 ⁻	 1, 3 1, 3, 5	0 ⁺ 2 ⁺ 4 ⁺
0, 2, 4	2 ⁻			
0, 2	1 ⁻	1 ⁻	1 1, 3 3, 5	0 ⁺ 2 ⁺ 4 ⁺
2	2 ⁻			
1	1 ⁻	0 ⁺	0 2 4	0 ⁺ 2 ⁺ 4 ⁺
	2 ⁻			

Tableau 3.

Nous avons établi les formules explicites des fonctions $y_{\Lambda\lambda,\mu}$ et des amplitudes $\mathcal{C}_{s\mu}$ qui sont présentées en appendice. On notera que :

- Les moments angulaires barrés correspondent aux valeurs de Λ que l'on n'a pas pris en considération.
- Les zones hachurées correspondent aux transitions interdites.

CHAPITRE III

REALISATION DE L'EXPERIENCE, MESURES ET CONCLUSIONS.

III. 1. Montage expérimental.

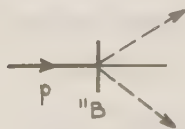
L'expérience a été faite sur l'accélérateur Van de Graff 2 MeV situé au Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble. Le faisceau de protons ($\sim 0,8 \mu\text{A}$ en moyenne) extrait de l'accélérateur subit une déflexion magnétique de 22 degrés qui permet une bonne définition en énergie ($< 1 \text{ keV}$).

- La chambre de réaction utilisée est un cylindre de hauteur 10 cm et de diamètre 25 cm.

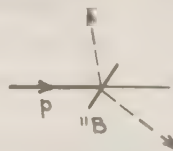
- Les détecteurs utilisés sont des détecteurs semi-conducteurs à jonction du type barrière de surface et sont fabriqués au laboratoire. Les détecteurs ont approximativement les caractéristiques suivantes : épaisseur négligeable de la zone morte, épaisseur de la zone dépouillée 500μ , résolution en énergie sur les α du Po $\approx 40 \text{ keV}$ (à la sortie de l'amplificateur). Les détecteurs sont montés sur des supports mobiles dans le plan horizontal permettant un repérage angulaire $< 1/2$ degré, et sont précédés de diaphragmes circulaires ($\emptyset 1,5$ à $2,5 \text{ mm}$) permettant de définir la résolution angulaire ($\Delta\theta = \pm 0,8$ à $\pm 1,3^\circ$) et l'angle solide ($\Delta\Omega = 5,84 \cdot 10^{-4}$ à $16,2 \cdot 10^{-4} \text{ sr}$; distance cible diaphragme = $5,5 \text{ cm}$).

- Les cibles sont constituées de bore enrichi en ^{11}B (98 %) déposé sur support de carbone ($\approx 20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$). Elles sont aussi préparées au laboratoire et ont une épaisseur d'environ $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$.

La cible est placée au centre de la chambre, le faisceau ayant avec elle un angle d'incidence différent suivant les géométries :



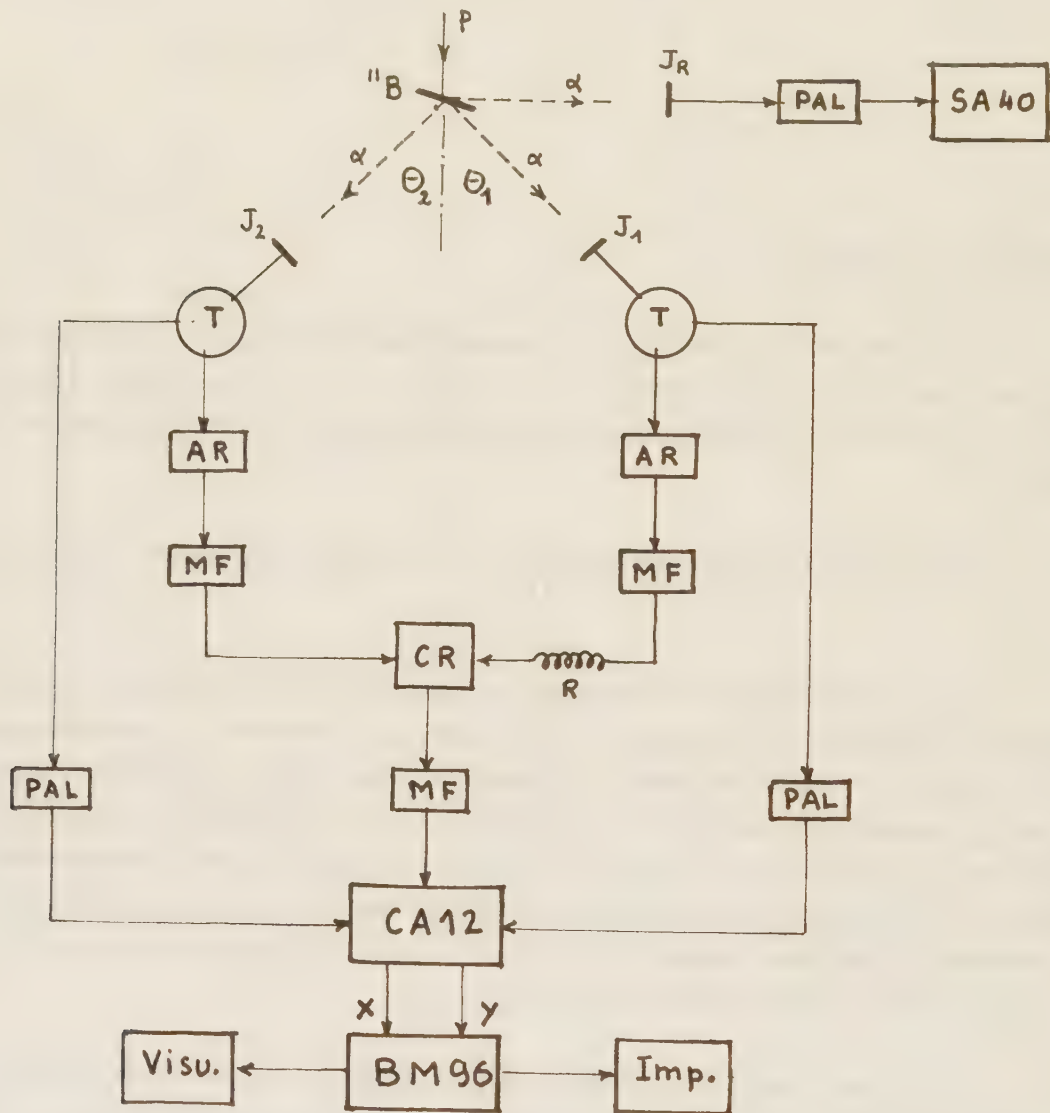
Angles avant



Angles avant-arrière

- L'expérience est réalisée dans le plan horizontal qui comprend le faisceau incident. Outre les 2 détecteurs J_1 J_2 détectant les α en coïncidence, on a placé un 3ème détecteur J_R à un angle fixe ($\theta_R = 140^\circ$) au cours de toute l'expérience, destiné à servir de référence (distance cible diaphragme = 5,5 cm, diaphragme de 1,5 mm).

- Le montage de l'électronique de l'expérience comprend les différents éléments représentés sur le schéma (figure 7).



J	détection jonction	CA 12	biconvertisseur
AR	amplificateur rapide	SA 40	sélecteur d'amplitude
PAL	préamplificateur lent	BM 96	bloc mémoire
MF	mise en forme	VISU	visualisation
CR	coïncidence rapide	Imp	imprimante

Figure 7 : Schéma synoptique du montage expérimental.

Une prise de temps T est faite sur les impulsions fournies par les détecteurs J_1 J_2 à l'aide d'un transformateur à noyau torique en ferrite. A ce stade on sépare les fonctions en circuit "lent" pour la spectrométrie et circuit "rapide" pour les coïncidences :

- Le circuit "rapide" est constitué pour chaque voie d'un amplificateur rapide AR (gain 2 000) puis d'une mise en forme MF de l'impulsion (5 ns sur une voie et 30 ns sur l'autre). Vient ensuite un circuit de coïncidence rapide CR ; le signal de coïncidence après mise en forme autorise l'analyse sur le biconvertisseur CA 12.

- Le circuit "lent" est constitué pour chaque voie d'un préamplificateur lent PAL (Ortec 101). Les signaux des PAL sont analysés par le biconvertisseur analogique digital CA 12 donnant deux trains d'impulsion X et Y de longueur proportionnelle aux énergies cédées par les particules α aux détecteurs J_1 et J_2 . Ces impulsions codées sont ensuite classées aux adresses X et Y par le bloc mémoire BM 96 dans un tableau de 64 x 64 canaux. Les spectres biparamétriques ainsi obtenus peuvent être immédiatement visualisés sur l'oscillographe de visualisation (exemple sur la photo (figure 8). Le vidage de la mémoire du BM 96 se fait soit sur une imprimante rapide, soit sur ruban perforé.

III.2. Spectres biparamétriques obtenus.

Nous avons mesuré les spectres expérimentaux de la réaction $^{11}\text{B} (p, 3\alpha)$ aux énergies protons suivantes : 680 keV, 1,4 MeV et 2 MeV. Pour chacune de ces énergies nous avons étudié plus particulièrement la périphérie, le point de recouvrement des résonances 2^+ et le centre du diagramme de DALITZ. A une situation cinématique déterminée dans le centre de masse général, correspondant une infinité de géométries possibles dans le laboratoire, nous avons imposé une relation $f(\theta_1, \theta_2) = 0$ entre les directions des deux détecteurs (géométrie plane avec un compteur fixe et un compteur mobile, ou géométrie symétrique). D'autre part, les géométries ne sont choisies ni trop à l'avant ($\theta > 40^\circ$) pour ne pas être gênées par les protons diffusés, ni trop à l'arrière pour des raisons mécaniques liées au support de cible ($\theta < 150^\circ$).

III.2.1. L'étalonnage.

L'enregistrement d'un spectre durant de 10 à 30 h suivant la géométrie et la statistique demandée, on a procédé à un étalonnage entre chaque point de mesure. Pour cela, on se référait à la position des α du Po (5,3 MeV) et du Th (C + C') (6,1 et 8,8 MeV). On relevait aussi la position des α_0 et des protons diffusés sur les spectres simples. Ces points de mesure nous permettent de tracer la droite d'étalonnage. On remarquera sur certains spectres la ligne cinématique correspondante ne passe pas exactement par les centres de gravité de la distribution expérimentale. Ceci est probablement dû aux deux effets suivants :

a) Les droites d'étalonnage ne peuvent pas être déterminées à mieux de quelques pour cent (les raies d'étalonnage sont définies à $\approx \pm 1/2$ canal soit $\approx \pm 50$ keV).

b) Pour certaines géométries où un détecteur est à l'évant un des α détecté a traversé la cible de bore.

c) D'éventuelles dérives de l'électronique.

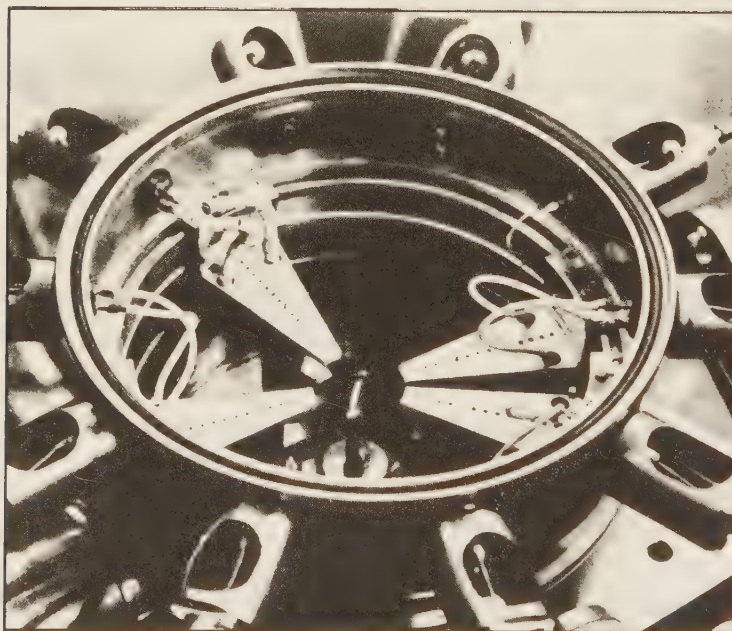
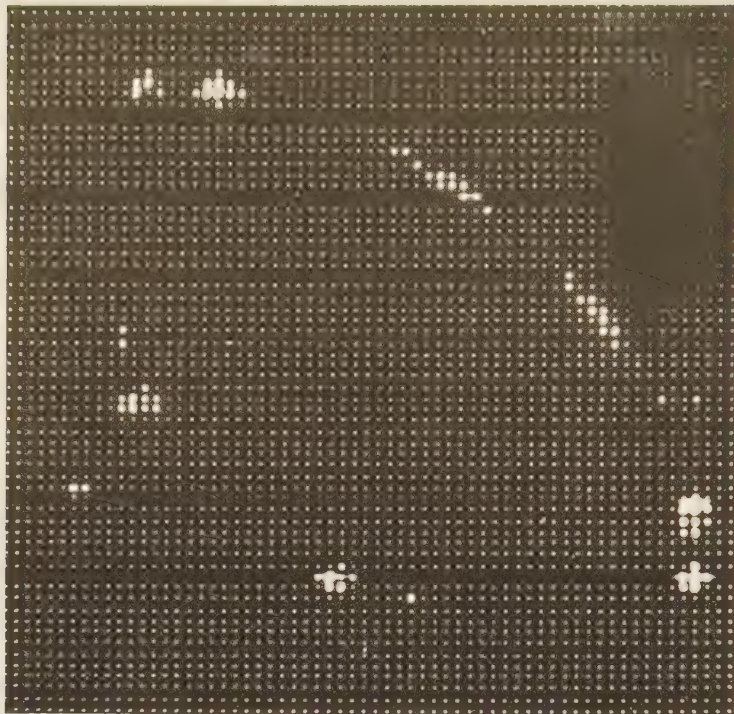


Figure 8 : Visualisation d'un spectre biparamétrique avec 64 canaux sur chaque voie. Le spectre présenté correspond à la réaction $^{11}\text{B} (p, 3\alpha)$ à $E_p = 1,4 \text{ MeV}$ et $\theta_1 = -\theta_2 = 85^\circ \text{L}$. On observe que les quelques coïncidences parasites dans la partie située à gauche de la 2ème diagonale, sont nettement en dehors de la ligne cinématique.

Figure 9 : Vue plongeante de la chambre de réaction utilisée. On distingue au centre le porte-cible et sur les pourtours les supports de détecteurs.

III.2.2. Le bruit de fond.

Le bruit de fond est en général négligeable le long de la ligne cinématique. Les seuils ($\simeq 1$ MeV) en énergie sont réglés de façon à couper la majeure partie des protons diffusés (sauf à 2 MeV où ils seraient trop haut). Il subsiste néanmoins quelques protons diffusés qui donnent lieu à des coïncidences fortuites avec des particules α . Ces coïncidences ont pour lieu les canaux $X = Cte$ et $Y = Cte$ correspondant aux énergies des protons diffusés élastiquement vers les détecteurs 1 et 2, et ne perturbent pratiquement pas la ligne cinématique.

III.2.3. Les spectres expérimentaux.

Les spectres biparamétriques obtenus sont représentés sur les figures 13 ... On a effectué les projections (histogramme) sur les 2 axes T_1 et T_2 en sommant le contenu de tous les canaux de la distribution correspondant à $T_i = Cte$. En fonction de l'énergie T_1 , on a d'autre part porté les courbes E_{ij} donnant la valeur de l'énergie relative des particules i et j diminuée de 0,094 MeV (position de l'état fondamental du $^8Be/2\alpha$).

III.3. Les résultats expérimentaux [21].

- Nous avons mesuré la courbe d'excitation des réactions $^{11}B(p, \alpha_o)$ et (p, α_1) à $\theta_{Lab} = 90^\circ$ et 150° pour E_p variant de 150 keV à 1 MeV. Pour la détermination du nombre d'événements α_1 nous n'avons considéré que la surface du spectre continu (figure 3) comprise entre le front d'énergie maximum α_1 et la position cinématique du pic α_1 (c'est-à-dire approximativement la demi-surface de la Lorentzienne qui correspond au front d'énergie maximum α_1). La courbe d'excitation ainsi obtenue est représentée sur la figure 4, et se raccorde aux mesures faites par SEGEL et al. [17].

- Dans notre domaine d'énergie de protons (≤ 2 MeV), on a remarqué que l'angle (θ_{12}) CM entre les 2 particules détectées varie relativement peu le long d'une ligne cinématique correspondante à une géométrie laboratoire déterminée (ce qui revient à dire qu'aux énergies auxquelles on travaille, le labo est peu différent du C.M.). Afin d'étudier la variation de population du diagramme de DALITZ on a mesuré la surface S des spectres expérimentaux (en excluant le niveau 0^+ du 8Be qui n'apparaissait qu'à la périphérie), et l'on a tracé la courbe $S(\theta_{12})$.

III.3.1. Niveau 2^- du ^{12}C à $E_p = 680$ keV.

Nous avons mesuré 13 spectres explorant tout le diagramme de DALITZ. Les spectres présentés sur les figures 11 à 36, ne sont pas normalisés entre eux, le coefficient multiplicatif de normalisation N déterminé à l'aide du détecteur de référence est donné par le tableau

11 :'

Géométrie θ_1 θ_2		θ_{12CM} moyen	Normalisation	Surface du spectre normalisé (excepté le niveau 0^+ du 8Be)
116	- 58	180°	0,373	874 $\pm$ 20
87	- 87	178°	1,03	1 150 $\pm$ 35
87	- 97	168°	0,3472	4 260 $\pm$ 40
87	- 105	156°	1,35	8 648 $\pm$ 110
96	- 103	152°	0,3	11 580 $\pm$ 60
124	- 76	152,5°	6,12	6 185 $\pm$ 200
116	- 83	152°	2,083	11 660 $\pm$ 160
73	- 73	152°	1,494	9 053 $\pm$ 120
87	- 115	150°	0,178	11 140 $\pm$ 45
87	- 124	140°	1,388	9 900 $\pm$ 120
87	- 135	130°	1,012	3 850 $\pm$ 65
87	- 140	122°	1,1	3 594 $\pm$ 60
56	56	120°	3,4	3 190 $\pm$ 105

Tableau 11.

La variation de la surface en fonction de θ_{12} (figure 10), montre les faits suivants :

1) La périphérie ($\theta_{12} = 180^\circ$) est très faiblement peuplée en accord avec l'hypothèse d'un niveau 2^- du ^{12}C . La forme des spectres à la périphérie (figures 11, 12) montre l'excitation du niveau 0^+ du 8Be bien que la transition $^{12}C (2^-) \rightarrow ^8Be (0^+)$ soit interdite. Il est probable que cette excitation provienne de la trainée du niveau supérieur 1^- du ^{12}C (vers $E_p \simeq 1,4$ MeV) qui est large ($\Gamma \simeq 1,1$ MeV). On observe aussi la formation du premier niveau 2^+ du 8Be .

2) Le point de recouvrement des résonances 2^+ du 8Be ($\theta_{12} \simeq 152^\circ$) est fortement peuplé et la largeur apparente (mesurée en énergie relative $\alpha\alpha$) des spectres à cet endroit est d'environ 1 MeV.

3) Le voisinage du centre ($\theta_{12} \sim 120^\circ$) du diagramme de DALITZ est aussi faiblement peuplé. On observe bien (figures 21 à 23) la résonance 2^+ du 8Be qui se manifeste par 2 pics (E_{13} et E_{23}) bien séparés. La densité de points au centre du diagramme est très faible ce qui souligne l'interdiction de désintégration en 3α en ce point pour un niveau 2^- du ^{12}C . Les largeurs mesurées des pics E_{13} et E_{23} donnent $\sim 0,9$ MeV.

III.3.2. Niveau 1^- du ^{12}C à $E_p \approx 1,4 \text{ MeV}$.

a) Nous avons mesuré 5 spectres à des géométries symétriques. Le tableau donne la valeur du coefficient de normalisation, la surface et l'angle θ_{12} CM moyen.

Géométrie Labo		θ_{12} CM moyen	Normalisation	Surface normalisée
θ_1	θ_2			
85	- 85	180°	0,538	757 ± 25
60	- 118	170°	2,481	836 ± 50
95	- 95	160°	0,732	$1\,500 \pm 35$
100	- 100	152°	0,6313	$1\,388 \pm 35$
114	- 114	120°	1,68	677 ± 40

Tableau 12

L'analyse des spectres (figures 24 à 28) montre que :

1) La périphérie figures 10 et 24 n'est pas interdite, et le niveau 1^- du ^{12}C se désintègre vers les niveaux 0^+ et 2^+ du ^8Be . On observe que la section efficace diminue fortement au point $T_1 \approx 5 \text{ MeV}$ (figure 24) où une particule α a une énergie nulle ce qui souligne l'interdiction de désintégration en 3α pour un niveau de ^{12}C de parité négative.

2) Le point de recouvrement des résonances 2^+ du ^8Be ($\theta_{12} \approx 158^\circ$) correspond à la population maximum (figures 10 et 25) et la largeur mesurée est d'environ 0,9 MeV.

3) Pour $\theta_{12} \approx 120^\circ$ on observe la résonance 2^+ du ^8Be qui se manifeste par 2 pics bien séparés (E_{13} et E_{23}). Le centre du diagramme de DALITZ ($T_1 \approx 3 \text{ MeV}$, figure 28) est très faiblement peuplé puisque la désintégration du niveau 1^- du ^{12}C est interdite en ce point. La "mesure" des largeurs des pics E_{13} et E_{23} donne $\approx 1,1 \text{ MeV}$.

b) Nous avons par ailleurs mesuré deux spectres supplémentaires autour du niveau 1^- . Le premier (figure 29) à $E_p = 1 \text{ MeV}$ ($\theta_1 = 80,5^\circ$ et $\theta_2 = 85,5^\circ$), le second (figure 30) à $E_p = 1,3 \text{ MeV}$ ($\theta_1 = -\theta_2 = 85^\circ$). Ces deux spectres sont au voisinage de la périphérie, et montrent que l'interdiction de désintégration au point où une particule a une vitesse nulle ($T_1 \approx 4,7$ et 5 MeV) existe dans la gamme d'énergie de protons $E_p \approx 1,4 \pm 0,5 \text{ MeV}$.

III.3.3. Niveau 0^+ du ^{12}C à $E_p = 2 \text{ MeV}$.

Nous avons mesuré 6 spectres avec soit un compteur fixe, soit une disposition symétrique.

On observe une importante participation des niveaux 0^+ et 2^+ du ^8Be , ainsi que la présence d'un fond continu s'étendant sur toutes les lignes cinématiques (figures 31 à 36).

A la périphérie (figures 31, 32) on note la présence des niveaux 0^+ et 2^+ du ^8Be et les résonances E_{13} et E_{23} ne sont plus séparées.

La variation de la surface des spectres, montre encore que la densité de population est maximum vers le point de recouvrement (figures 10, 34, 35) ; on note que la largeur mesurée est $\approx 1 \text{ MeV}$.

La population diminue lorsque l'on va vers le centre du diagramme de DALITZ, et l'on remarquera (figure 36) que pour $\theta_{12} \approx 120^\circ$ le spectre a une forme continue rappelant celle de l'espace des phases. Signalons toutefois, que ce spectre est perturbé vers 2 MeV sur les 2 voies par des coïncidences fortuites entre α et protons diffusés ce qui rend l'analyse difficile.

Géométrie Labo θ_1 θ_2		$\theta_{12\text{CM}}$ moyen	Normalisation	Surface normalisée
84	- 84	180°	0,25	$1\,500 \pm 25$
110	- 60	179°	0,23	$1\,192 \pm 20$
74	- 94	178°	2,65	$1\,410 \pm 20$
110	- 76	162°	0,3	$2\,268 \pm 35$
76	- 76	164°	1	$1\,880 \pm 20$
55	- 55	122°	0,574	450 ± 20 ⁴⁾

Tableau 13.

III.4. Comparaison des calculs aux résultats expérimentaux.

III.4.1. Organisation du calcul.

III.4.1.1. Les fonctions utilisées ⁵⁾

Les calculs sont effectués en donnant la géométrie Labo (θ_1, θ_2) et en faisant varier une énergie E_1 par exemple de 0 jusqu'au maximum. A l'aide de E_1, θ_1, θ_2 on reconstruit toute la cinématique dont on a besoin : calcul de E_2, E_3, θ_3 et espace de phase labo, les grandeurs C.M. $E'_1, \theta'_1, E'_2, \theta'_2, E'_3, \theta'_3$, les grandeurs relatives $E_{12}, \theta_{12}, E_{13}, \theta_{13}$, toutes ces formules

4) Spectre perturbé par les coïncidences fortuites ($\alpha - p$)

5) Les programmes sont écrits en Fortran IV et traités par l'ordinateur 360/40 du CENG.

sont faciles à établir et sont données en appendice. On calcule ensuite les $y_{\lambda, \mu}^{\alpha}$ à l'aide des fonctions Y_{1m} (voir MESSIAH T.1 par ex. ; cette définition diffère de celle de certains auteurs, LANDAU par exemple, d'un facteur i^1). On a calculé indépendamment les fonctions de COULOMB à l'aide d'un programme mis au point par N'GUYEN VAN SEN (Grenoble). Ces fonctions nous donnent les pénétrabilités $2kR / [F_1^2(kR) + G_1^2(kR)]$ et les déphasages de sphère dure $\text{tg } \varphi_1(kR) = F_1(kR) / G_1(kR)$ donnés par les figures 37 dans les hypothèses d'un rayon ($R_0 = 1,4 \text{ fm}$) $R = 4,5, 5,05 \text{ fm}$ et $R = 4,45 \text{ fm}$ pour les voies $p - {}^{11}\text{B}$, $\alpha - (2\alpha)$ et $\alpha - \alpha$ respectivement ; nous avons ensuite lissé ces fonctions par des polynômes. Les déphasages coulombiens σ_1 calculés par

la formule $\sigma_1 = \sigma_0 + \sum_{n=1}^1 \text{Artg } \frac{\eta}{n}$; $\sigma_0 = \text{Arg}(i\eta!)$ étant calculé pour $\eta < 10$ par un poly-

nome lissant au mieux σ_0 déterminé par la série infinie

$$1/\Gamma(x) = e^{\gamma x} \prod_{m=1}^{\infty} \left\{ \left(1 + \frac{x}{m}\right) e^{-x/m} \right\} \quad \gamma = \text{Cste d'EULER.}$$

puis pour $\eta > 10$ par la formule de STIRLING. Vient ensuite le calcul des amplitudes F_M^J (formule 63), et la section efficace est obtenue par application des formules (65) et (60) où les poids P_M^J sont des paramètres. L'interaction $\alpha - \alpha$ est traduite par les déphasages δ_1 donnés dans la littérature [20] que nous avons lissés avec des polynômes (figure 38).

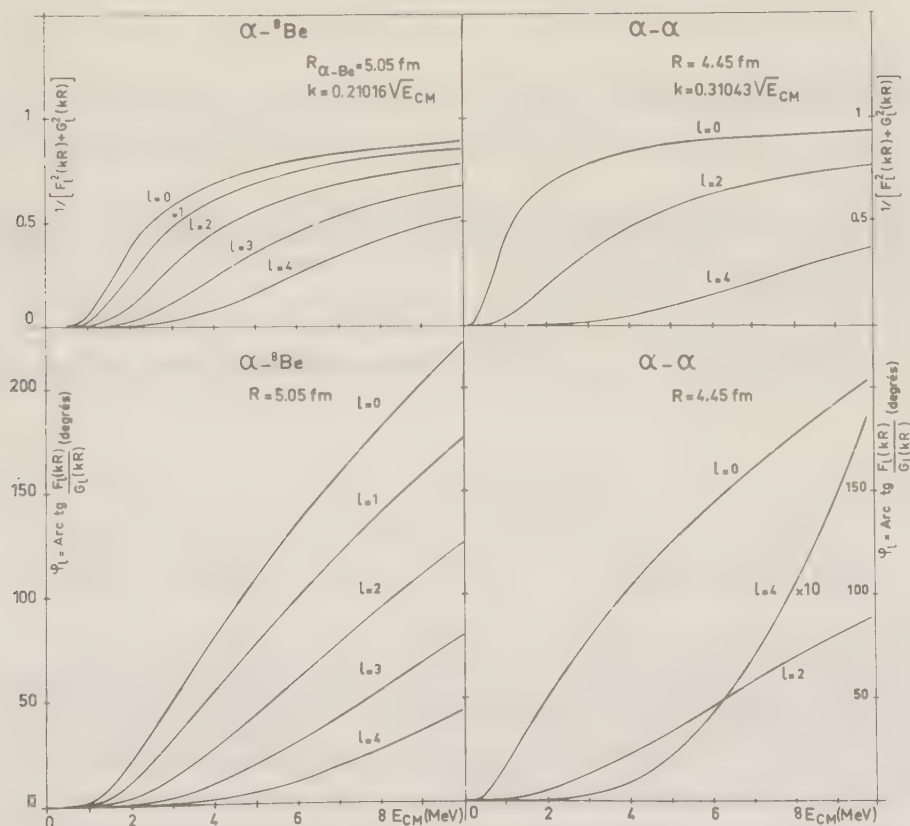


Figure 37 : Pénétrabilités et déphasages de sphère dure pour les voies $\alpha - {}^8\text{Be}$ et $\alpha - \alpha$ avec respectivement $R_{\alpha - \text{Be}} = 5,05 \text{ fm}$ et $R_{\alpha\alpha} = 4,45 \text{ fm}$.

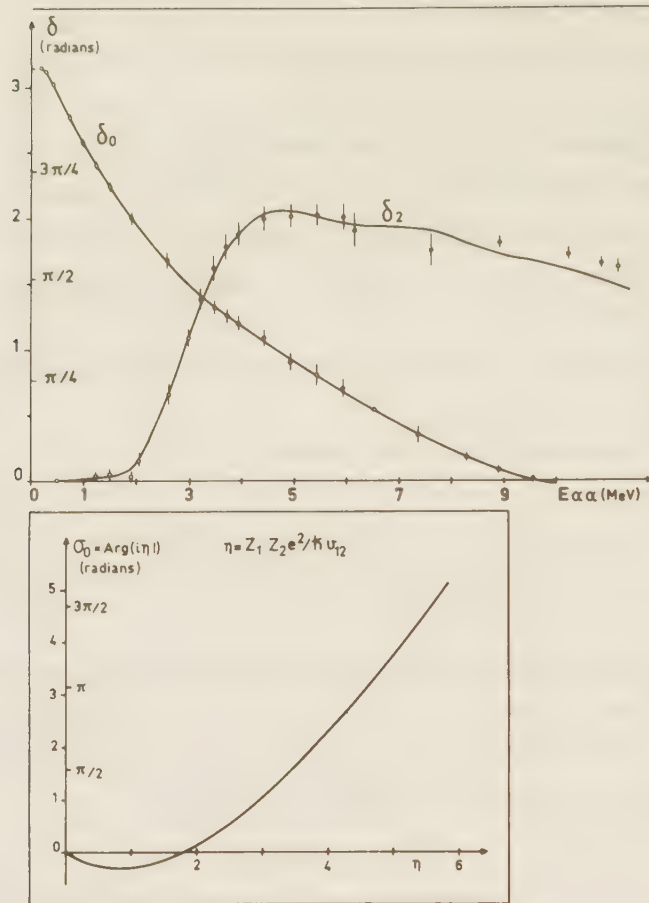


Figure 38 : - Variation des déphasages δ_0 et δ_2 de la diffusion $\alpha\alpha$ en fonction de l'énergie relative $E_{\alpha\alpha}$. Les courbes en traits pleins correspondent aux lissages par des polynômes.
- Variation de la phase coulombienne $\sigma_0 = \text{Arg}(i\eta!)$ en fonction du paramètre coulombien $\eta = Z_1 Z_2 e^2 / \hbar v_{12}$.

Signalons toutefois la possibilité de paramétriser (figure 39) les déphasages $\alpha - \alpha$ par :

$$\delta_1 = \beta_1 - \varphi_1$$

$$\text{tg } \beta_1 = \Gamma_1 / 2 (e - e_1) \quad , \quad \text{tg } \varphi_1 = F_1 (\text{kR}) / G_1 (\text{kR})$$

afin de préciser les valeurs des positions e_1 et largeurs Γ_1 des résonances $\alpha - \alpha$.

Les paramètres ont été déterminés par minimisation du χ^2 . Soit

$\sigma_n(E_1) = d\sigma / d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1$ la section efficace théorique pour une géométrie donnée en notant par $\Delta\Omega_1$, $\Delta\Omega_2$, les résolutions angulaires des détecteurs, ΔE_1 la largeur en énergie du canal d'analyse (~ 100 keV dans notre expérience) on en déduit par intégration la courbe théorique correspondant à l'expérience :

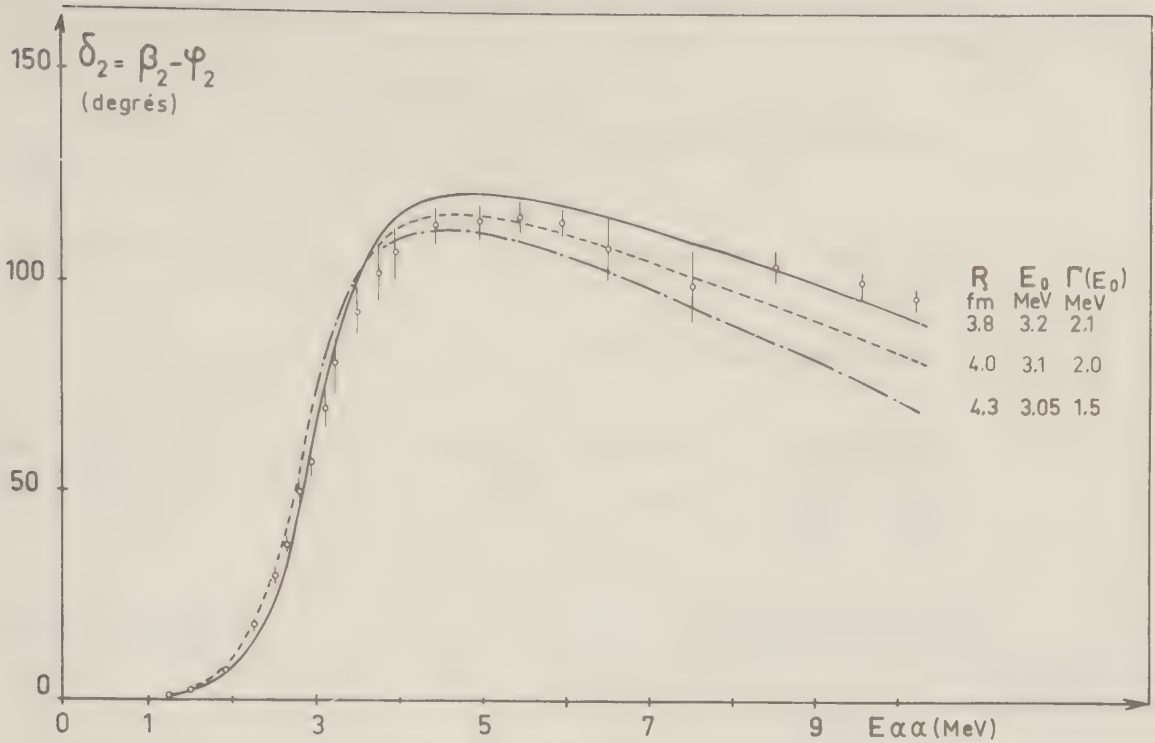


Figure 39 : Lissage du déphasage δ_2 de la diffusion $\alpha \alpha$, à partir de $\delta_2 = \beta_2 - \psi_2$,
 $\text{tg } \beta_2 = \Gamma / 2 (E - E_0)$, $\text{tg } \psi_2 = F_2 (kR) / G_2 (kR)$.

$$\text{Th}(c) = \int_{E_c - E_{1/2}}^{E_c + E_{1/2}} dE_1 \int_{\Delta \Omega} \int_{\Delta \Omega_2} d\Omega_1 d\Omega_2 \sigma_{\Omega}(E_1)$$

E_c étant l'énergie correspondante au canal c . En fait, nous n'avons pas fait l'intégration angulaire, car trop compliquée ; en ce qui concerne l'intégration en énergie nous avons calculé $\sigma(E_{c-1})$, $\sigma(E_c)$ et $\sigma(E_{c+1})$ puis fait passer un polynôme du 2ème degré par ces trois points et intégré entre

$$\frac{E_{c-1}}{2} \text{ et } \frac{E_{c+1}}{2} \quad (E_{c+1} = E_c + \Delta E) :$$

ce qui a donné :

$$\text{Th}(c) = [\sigma_{\Omega}(E_{c-1}) + 10 \sigma_{\Omega}(E_c) + \sigma_{\Omega}(E_{c+1})] \cdot \Delta E_1 / 12$$

La section efficace, σ , étant calculée à un facteur multiplicatif C_1 constant, et les spectres expérimentaux étant exprimés en nombre de coups ($Ex = C_2 \sigma_{\text{barn}}$) et non pas en barn nous avons posé : $\eta = C_1 C_2$ et déterminé η par la condition $\frac{\partial}{\partial \eta} \sum_c [\eta \text{Th}(c) - Ex(c)]^2 = 0$ soit :

$$\eta = \frac{\sum_c Ex \cdot \text{Th}}{\sum_c (\text{Th})^2}$$

Nous avons adopté cette définition pour la normalisation après différents essais successifs qui ont été :

- Normalisation à la surface $\eta = \frac{\sum Ex}{\sum Th}$
- Normalisation par mini du χ^2 : $\frac{\partial \chi^2}{\partial \eta} = \frac{\partial}{\partial \eta} \sum (\eta Th - Ex)^2 / Ex = 0$
- Normalisation au sommet d'un pic du spectre expérimental.
- Normalisation à la surface ou par mini de χ^2 en mettant un "seuil" variable sur les points à prendre (par exemple : 1/10 du maxi, ou bien erreur statistique $< 20\%$...).

De ces différents essais seule la normalisation retenue semblait convenable pour un ensemble de spectres très dissemblables (spectres avec très bonne et très mauvaise statistique, spectres avec 1 ou 2 pics ...).

La détermination des paramètres ($p_1 \dots p_n$) a été obtenue par minimisation du χ^2 .

$$\chi^2(p_1 \dots p_n) = \frac{1}{N} \sum_{C=C_i}^{C_{i+N}} \frac{[\eta Th(c) - Ex(c)]^2}{Ex(c)}$$

NB : on ne prend en compte que l'erreur statistique $\sqrt{Ex}$.

En faisant soit une exploration systématique s'il n'y a qu'un ou 2 paramètres, soit en utilisant la méthode HOOKE pour plus de 2 paramètres ⁶⁾. Pour chacune des valeurs de l'ensemble des paramètres l'ordinateur rappelle la valeur de ces paramètres, donne le χ^2 et la normalisation puis trace sur un même graphique la courbe expérimentale et la courbe théorique. On choisit le meilleur lot de paramètres, en imposant d'une part un χ^2 minimum, et d'autre part des courbes "satisfaisantes à l'œil".

III.4.1.2. Détermination de l'ordre de grandeur des paramètres.

Les calculs font appel à des paramètres spécifiques des voies $p - {}^{11}\text{B}$, $\alpha - {}^8\text{Be}$ et $\alpha - \alpha$. Et suivant les niveaux du ${}^{12}\text{C}$, ils sont en nombre variable. Pour les voies ${}^{12}\text{C} \rightarrow p + {}^{11}\text{B}$ et ${}^{12}\text{C} \rightarrow \alpha + {}^8\text{Be}$, la littérature (voir tableau 1, parag. III.4) nous renseigne globalement sur les largeurs. A savoir on connaît la largeur totale du niveau $\Gamma_o = (\sum_{\text{voies}} \Gamma_{\text{voie}})$ la largeur totale Γ_p pour $p - {}^{11}\text{B}$, et les largeurs totales $\Gamma_{\alpha o}$ et $\Gamma_{\alpha 1}$ (pour ${}^8\text{Be } 0^+$ et 2^+) ... mais on en ignore la répartition en largeur partielle $\Gamma_p = \sum_{ls} \Gamma_{p, ls} \dots$ Pour nous fixer des limites "raisonnables"

6) Programme mis au point par le LCN du CENG.

pour chacune de ces largeurs partielles nous avons supposé qu'a priori elles étaient inférieures à la limite de WIGNER $\Gamma_W = P_1 \cdot 3 \hbar^2 / 2 \mu R^2$ (P_1 = pénétrabilité) ou ce qui revient au même que $0 \leq \theta_{ls} \leq 1$ avec $\Gamma_{ls} = |G_{ls}|^2 = P_1 \gamma_{ls} = P_1 \theta_{ls} \gamma_W$. Sachant que les poids P_M^J sont reliés aux $G_{i, ls}$ (formules 63 et 65) et qu'à une constante près on a $\sum_M P_M^J = 2J + 1$, on obtient les relations données dans le tableau ci-après :

VOIE $p^{-11}\text{B}$

VOIE $-^8\text{Be}$

NIVEAU 2^+ du ^{12}C

$$10^{-2} \text{ keV} = \begin{cases} \Gamma_{11} + \Gamma_{12} + \Gamma_{31} + \Gamma_{32} \\ 10^{-4} (\Upsilon_{11} + \Upsilon_{12}) + 10^{-9} (\Upsilon_{31} + \Upsilon_{32}) \\ 0,7 (\theta_{11} + \theta_{12}) + 7 \cdot 10^{-6} (\theta_{31} + \theta_{32}) \end{cases}$$

$$0,998 \cdot 10^{-2} \leq \Gamma_{11} + \Gamma_{12} \leq 10^{-2} \text{ keV}$$

$$0 \leq \Gamma_{31}, \Gamma_{32} \leq 7 \cdot 10^{-6} \text{ keV}$$

$$2p_2 + 2p_1 + p_0 = 5, p_0 + p_2 \simeq 2, \frac{1}{2} \lesssim p_1 \lesssim \frac{3}{2}$$

$$\lambda = 0 \quad \Gamma_{20} \simeq 0,2 \text{ keV}$$

$$\lambda = 2$$

$$5,8 \text{ keV} = \begin{cases} \Gamma_{02} + \Gamma_{22} + \Gamma_{24} \\ 6,75 \Upsilon_{02} + 5,25 \Upsilon_{22} \\ + 1,97 \Upsilon_{42} \end{cases}$$

$$0 \leq \Upsilon_{02} \lesssim 0,8, 0 \leq \Upsilon_{22} \lesssim 1,05,$$

$$0 \leq \Upsilon_{42} \lesssim 2,8 \text{ keV}$$

$$\lambda = 4 \text{ pas envisagé}$$

NIVEAU 2^- du ^{12}C

$$150 \text{ keV} = \begin{cases} \Gamma_{21} + \Gamma_{02} + \Gamma_{22} + \Gamma_{42} \\ 4,25 \cdot 10^{-4} (\Upsilon_{21} + \Upsilon_{22}) + 0,125 \Upsilon_{02} + 2,4 \cdot 10^{-8} \Upsilon_{42} \\ 2,97 (\theta_{21} + \theta_{22}) + 875 \theta_{02} + 1,67 \cdot 10^{-4} \theta_{42} \end{cases}$$

$$\Gamma_{42} \simeq 0,144 \lesssim \Gamma_{02} \lesssim 150, 0 \leq \Gamma_{21}, \Gamma_{22} \lesssim 3 \text{ keV}$$

$$2p_2 + 2p_1 + p_0 = 5, 0,9 \lesssim \frac{p_1}{p_2} \lesssim 2, p_0 \text{ arbitraire}$$

$$\lambda = 0 \quad \text{Interdit}$$

$$\lambda = 2$$

$$150 \text{ keV} = \begin{cases} \Gamma_{12} + \Gamma_{32} \\ 6,87 \Upsilon_{12} + 4,37 \Upsilon_{32} \end{cases}$$

$$0 \leq \Upsilon_{12} \lesssim 22, 0 \leq \Upsilon_{32} \lesssim 35 \text{ keV}$$

$$\lambda = 4 \text{ pas envisagé}$$

NIVEAU 1^- du ^{12}C

$$10^3 \text{ keV} = \begin{cases} \Gamma_{01} + \Gamma_{21} + \Gamma_{22} \\ 0,55 \Upsilon_{01} + 7 \cdot 10^{-3} (\Upsilon_{21} + \Upsilon_{22}) \\ 3850 \theta_{01} + 50 (\theta_{21} + \theta_{22}) \end{cases}$$

$$900 \lesssim \Gamma_{01} \leq 1000, 0 \leq \Gamma_{21}, \Gamma_{22} \lesssim 50 \text{ keV}$$

$$2p_1 + p_0 = 3, 0,95 \lesssim p_0 \lesssim 1,7$$

$$\lambda = 0 \quad \Gamma_{10} \simeq 10 \text{ keV}$$

$$\lambda = 2$$

$$150 \text{ keV} = \begin{cases} \Gamma_{12} + \Gamma_{32} \\ 7,35 \Upsilon_{12} + 4,95 \Upsilon_{32} \end{cases}$$

$$0 \leq \Upsilon_{12} \lesssim 20, 0 \leq \Upsilon_{32} \lesssim 30 \text{ keV}$$

$$\lambda = 4 \text{ pas envisagé}$$

NIVEAU 0^+ du ^{12}C

$$\Gamma_{11} = 76 \text{ keV}$$

$$\lambda = 0 \quad \Gamma_{00} = 4,6 \text{ keV} = 10,30 \Upsilon_{00}$$

$$\lambda = 2 \quad \Gamma_{22} = 11,4 \text{ keV} = 6,95 \Upsilon_{22}$$

$$\lambda = 4 \quad \Gamma_{44} \simeq 0$$

III.4.2. Détermination des paramètres.

Rappelons que pour décrire la réaction à une énergie de proton déterminée, nous nous sommes placés dans le cadre des hypothèses suivantes :

1 - On suppose qu'une seule valeur du moment cinétique total J et de la parité π du ^{12}C , contribuent à la réaction.

2 - Outre la production directe on ne considère qu'une seule interaction $\alpha - \alpha$ dans l'état final, qui est décrite par les déphasages δ_0 et δ_2 mesurés expérimentalement (on n'a pas pris en compte l'interaction purement coulombienne) et la contribution globale des termes négligés est estimée par un nombre complexe constant.

Dans le cadre des hypothèses ci-dessus, en utilisant les données expérimentales connues pour chaque valeur de J^π , nous avons les paramètres suivants :

- J paramètres de "polarisation" P_M^J
- les valeurs réduites $\Upsilon_{\Lambda\lambda}^J$ (il y en a autant que de valeurs de Λ et λ moins 2 ; les rapports d'embranchements $^8\text{Be} (0^+)$ et $^8\text{Be} (2^+)$ étant fixés expérimentalement).
- Les nombres complexes $1 + A_\lambda$ (formule 54 ; il y en a autant que de valeurs de λ).

On peut grossièrement classer les paramètres précédents en deux catégories : d'une part P_M^J et $\Upsilon_{\Lambda\lambda}^J$ qui ont un caractère géométrique puisqu'ils permettent de sélectionner $M \Lambda \lambda$, et d'autre part les grandeurs complexes $1 + A_\lambda$ qui touchent plus particulièrement au mécanisme de l'interaction $\alpha - \alpha$.

Notons que l'ajustement de ces paramètres doit être compatible avec les contraintes suivantes :

- a - Reproduire l'allure des spectres expérimentaux,
- b - Donner une population du diagramme de DALITZ compatible avec les mesures expérimentales (figure 10).
- c - Les paramètres P_M^J étant reliés aux largeurs partielles $G_{i, 1s}^J$ de la voie d'entrée, ont un domaine de variation circonscrit aux contraintes imposées par les limites de WIGNER (tableau 10).
- d - L'ensemble des contraintes a b c devraient converger dans une région de l'espace des paramètres où la fonction χ^2 est minimum pour tous les spectres.

La comparaison des calculs avec l'expérience est menée en deux étapes :

A - On remarquera que pour $A_\lambda = -1$ (formule 54) l'on retrouve l'approximation de la réaction séquentielle proposée par SWAN (parag. II, 1) et dans le cadre de cette hypothèse, on détermine au premier lot de l'ensemble des paramètres P_M^J et $\Upsilon_{\Lambda\lambda}^J$. En général, il n'y a aucune difficulté à trouver un lot de paramètres qui satisfasse bien la condition a et approximativement les conditions a et d ; mais il est très difficile de rendre compatible les conditions a b c d.

B - Dans une deuxième étape, on part du point précédent, et l'on ajuste de nouveau l'ensemble des paramètres p_M^J , γ_{λ}^J et $1 + A_{\lambda} = \rho_{\lambda} e^{i\theta_{\lambda}}$. Il est évident que l'introduction des paramètres supplémentaires A_{λ} contribue à améliorer la condition a, mais leur influence est moins sensible sur les conditions b, c et d, et l'on note qu'ils interviennent en général comme un "réglage fin" et modifient peu la valeur des autres paramètres déterminés en A.

Signalons enfin, que nous n'avons pas cherché à reproduire les pics correspondants à l'interaction $\alpha - \alpha^+$ qui apparaissent à la périphérie du diagramme de DALITZ, car la largeur théorique de ces pics ≈ 10 eV est très inférieure à notre résolution expérimentale ≈ 100 keV/canal.

III.4.2.1. Niveau 0^+ à $E_p = 2$ MeV.

Pour ce niveau nous n'avons aucun paramètre dans l'hypothèse $A_{\lambda} = -1$ et 4 paramètres ($\rho_{\lambda} e^{i\theta_{\lambda}}$, $\lambda = 0$ et 2) si $A_{\lambda} \neq -1$.

- Les résultats correspondants à $A_{\lambda} = -1$ présentés figure 40 a sont en désaccord avec les résultats expérimentaux autant sur l'allure que sur la variation de population. Nous avons effectué un essai en négligeant la diffusion $\alpha - \alpha$ dans l'onde S en posant $\Gamma_{\alpha_0} = 0$, et obtenu un meilleur accord sur la forme des spectres (il n'y avait plus notamment les deux bosses aux extrémités des spectres, qui doivent donc être attribuées à la partie potentielle de la diffusion $\alpha - \alpha$ dans l'onde S).

- En posant $1 + A_{\lambda} = \rho_{\lambda} e^{i\theta_{\lambda}}$, on améliore considérablement les lissages et les résultats présentés figure 40 b correspondent aux valeurs suivantes des paramètres :

$1 + A_{\lambda} = \rho_{\lambda} e^{i\theta_{\lambda}}$	ρ_{λ}	θ_{λ}	$\text{Re}(A_{\lambda})$	$\text{Im}(A_{\lambda})$
$\lambda = 0$	1,5	250°	- 1,51	- 1,41
$\lambda = 2$	0,8	15°	- 0,227	0,207

Remarque : Il faut noter que dans la région où l'énergie relative $\alpha - \alpha \approx 0$ on a $\sin \delta_{\lambda} \approx 0$, la contribution du nombre complexe $\rho_{\lambda} e^{i\theta_{\lambda}}$ devient prépondérante, ce qui explique que certains spectres calculés remontent aux extrémités.

Par ailleurs, si dans ces hypothèses on reproduit bien l'allure des spectres, il n'en va pas de même pour la variation de population sur le diagramme de DALITZ. En effet, si le calcul donnait une variation de population compatible avec les résultats expérimentaux, le rapport entre la surface calculée S_c (à constante multiplicative près) et la surface expérimentale S_e devrait être constant ; or, si l'on porte sur un même graphique (figure 41) en fonction de l'angle $\bar{\theta}_{12}$, les valeurs de S_e et $K S_c$ où K est la moyenne arithmétique des rapports S_c/S_e , on observe que la

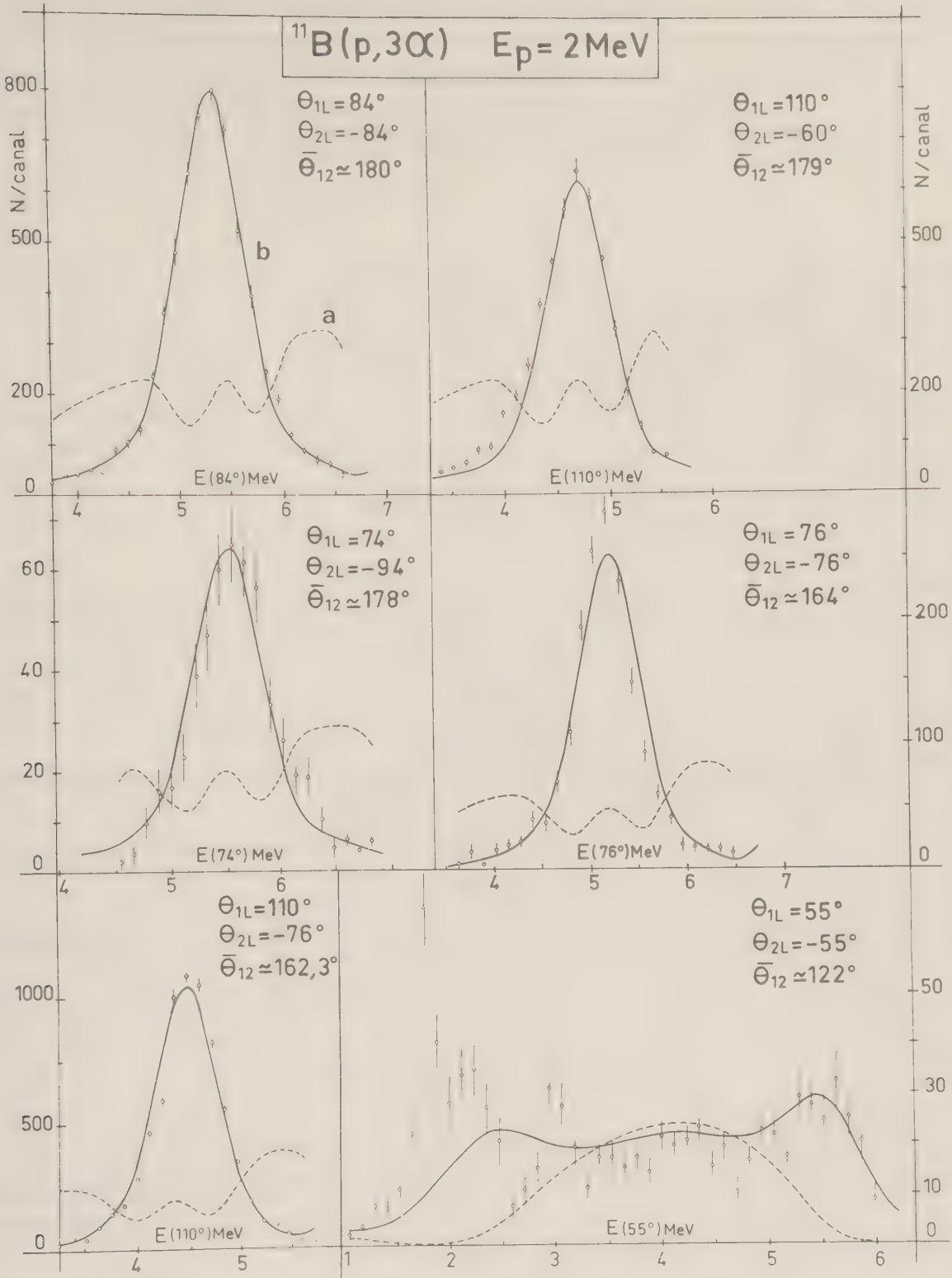


Figure 40 : Lissage de la projection sur X des résultats expérimentaux. La courbe "a" en traits pointillés correspond à $1 + A_\lambda = 0$ et la courbe "b" en traits pleins à $1 + A_\lambda = \rho_\lambda e^{i\theta_\lambda}$ (voir le texte pour la signification des paramètres). θ_{1L} et θ_{2L} donnent la direction des deux détecteurs dans le Labo, $\bar{\theta}_{12}$ est l'angle moyen que font les deux particules dans le centre de masse.

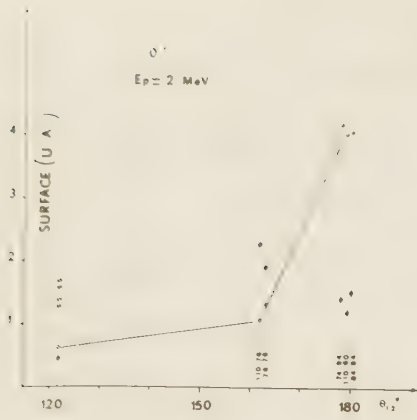


Figure : 41

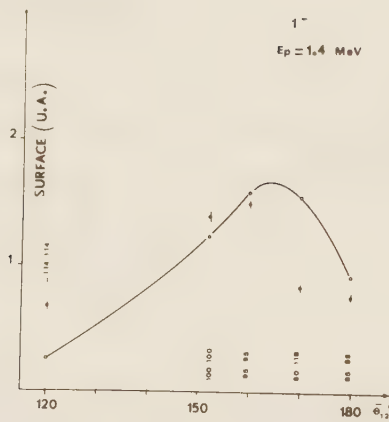


Figure : 43

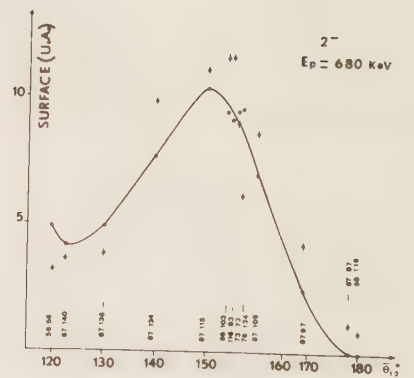


Figure : 45

Figures 41, 43, 45 : Variations de population du diagramme de DALITZ en fonction de l'angle θ_{12} CM. Les ronds noirs représentent les points expérimentaux et les ronds blancs, les points calculés en donnant aux paramètres la valeur indiquée dans le texte. Les numéros en rappel sous les points, identifient la géométrie Labo du spectre correspondant.

population calculée décroît constamment de la périphérie ($\bar{\theta}_{12} = 180^\circ$) vers le centre du diagramme de DALITZ ($\bar{\theta}_{12} = 120^\circ$). Ce désaccord met en évidence l'insuffisance des approximations adoptées, notamment dans le fait de négliger pour ce niveau 0^+ du ^{12}C qui est très peu résonnant en $(p, \alpha_1)^{7)}$ (figure 4) la contribution des deux niveaux larges 1^- et 3^- qui l'environnent.

On a reporté dans le tableau 14, pour les valeurs de A_λ précédentes, les valeurs de K Sc et du χ^2/N pour chaque spectre.

θ_1	θ_2	Se	K Sc	χ^2/N
84°	$- 84^\circ$	1 500	4 020	1,5
110°	$- 60^\circ$	1 192	4 000	7,2
74°	$- 94^\circ$	1 410	4 150	1,4
76°	$- 76^\circ$	1 880	1 300	3,8
110°	$- 76^\circ$	2 268	1 060	14,2
55°	$- 55^\circ$	~ 450	620	3,8

Tableau 14.

Notons enfin, que les valeurs obtenues pour $\rho_\lambda e^{i\theta_\lambda}$ ($\lambda = 0, 2$) sont données avec une précision d'environ 10 %, et l'on remarque qu'elles correspondent respectivement à avoir pour:

$\lambda = 0 : \rho_0 e^{i\theta_0} + \sin \delta_0 e^{i(\delta_0 + 2\sigma_0)} \approx 0$ dans le voisinage du pic expérimental ;

$\lambda = 2 : \left| \rho_2 e^{i\theta_2} + \sin \delta_2 e^{i(\delta_2 + 2\sigma_2)} \right| \approx \sin \beta_2$ dans le voisinage du pied du pic expérimental, où β_2 représente la phase résonnante.

III.4.2.2. Niveau 1^- à $E_p = 1,4$ MeV.

Pour ce niveau nous avons un paramètre p_M^J ($2 p_1 + p_0 = 3$) ; un paramètre $\Upsilon_f^J, \Lambda \lambda$ ($\Upsilon_{12} + 0,67 \Upsilon_{32} \simeq 20,4$ keV sachant que Υ_{10} est connu expérimentalement) ; et deux nombres complexes A_λ ($\lambda = 0$ et 2).

- Dans l'hypothèse $A_\lambda = -1$, on reproduit relativement bien l'allure des spectres expérimentaux (figure 42 a) mais les valeurs de p_0 et Υ_{12} qui rendent le χ^2 minimum sont très différentes pour la périphérie et le centre ($\Upsilon_{12} \simeq 0$ keV, $p_0 \simeq 0$) de celles correspondants

7) Avec des protons d'énergie inférieure à 2 MeV, l'on observe que les 2 transitions $p + ^{11}\text{B} \rightarrow \alpha_0 + ^8\text{Be} (0^+)$ et $\alpha_1 + ^8\text{Be} (2^+)$; c'est essentiellement cette dernière qui peuple tout l'intérieur du diagramme de DALITZ.

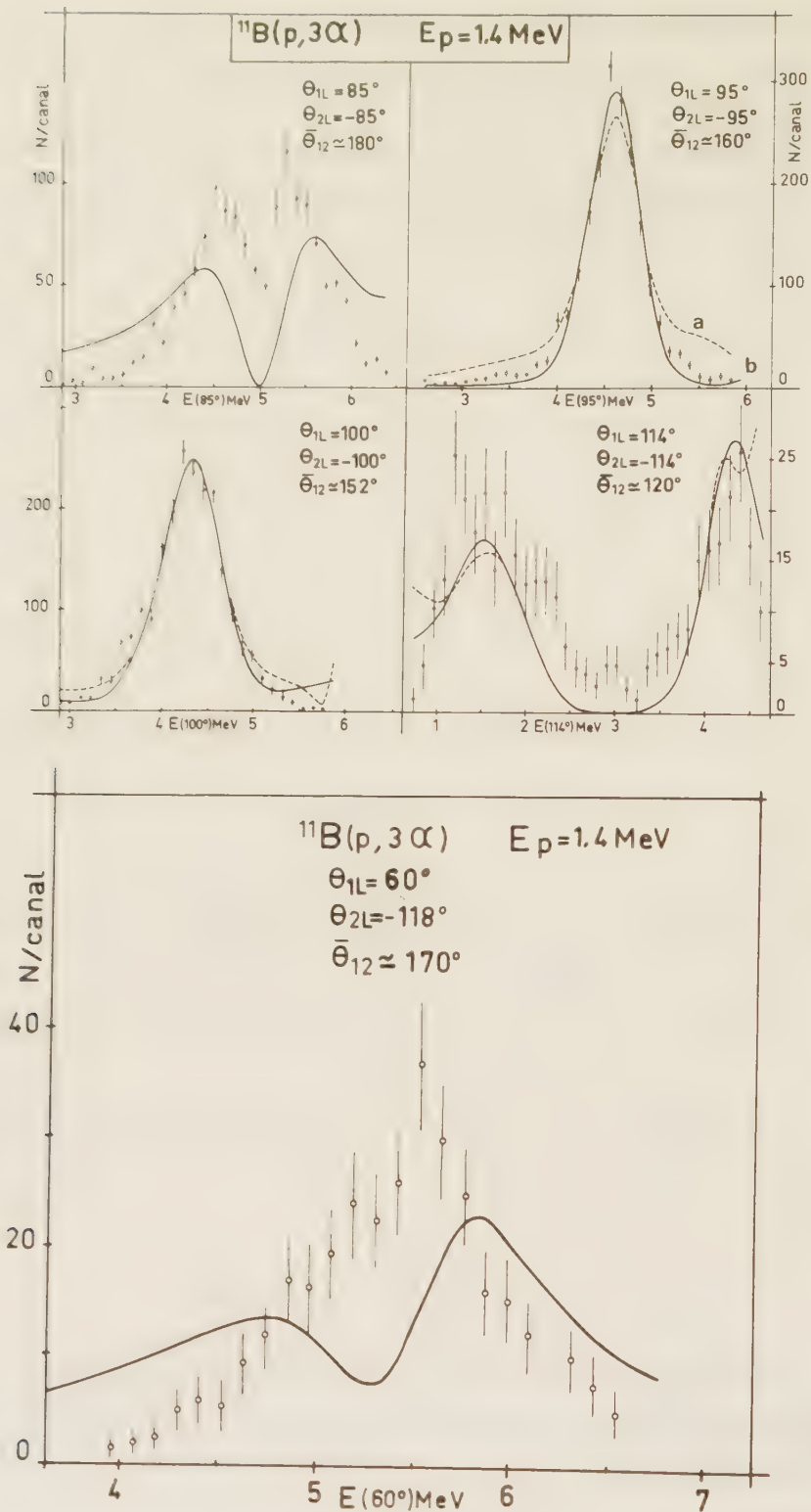


Figure 42 : Lissage de la projection sur X des résultats expérimentaux. La courbe "a" en traits pointillés correspond à $1 + A_\lambda = 0$ et la courbe "b" en traits pleins à $1 + A_\lambda = \rho_\lambda e^{i\theta_\lambda}$ (voir le texte pour la signification des paramètres). θ_{1L} et θ_{2L} donnent la direction des deux détecteurs dans le Labo, $\bar{\theta}_{12}$ est l'angle moyen que font les deux particules dans le centre de masse.

au point de recouvrement des résonances 2^+ ($\gamma_{12} \simeq 20$ keV $p_o \simeq 3$). Toutefois on constate que le χ^2 correspondant aux spectres du point de recouvrement avec $p_o \simeq 3$ change relativement peu si γ_{12} varie de 0 au maximum (20 keV) ; par ailleurs, si l'on tient compte du fait que dans certaines régions du plan (p_o, γ_{12}) les spectres calculés n'ont aucun rapport avec les spectres expérimentaux on adopte les valeurs suivantes des paramètres :

$$A_\lambda = -1 \quad (\lambda = 0, 2)$$

$\gamma_{12} = 0$ keV soit :

$$\begin{aligned} \Gamma_{12} &= 0 \text{ keV} \\ \Gamma_{32} &= 150 \text{ keV} \quad (\Gamma_{32} + \Gamma_{21} = 150 \text{ keV, résultat expérimental}) \\ \Gamma_{10} &= 10 \text{ keV (résultat expérimental)} \\ p_o &= 2,4 \\ p_1 &= 0,3 \text{ (valeurs s'écartant notablement des contraintes} \\ &\quad \text{imposées par les limites de WIGNER, ta-} \\ &\quad \text{bleau 10).} \end{aligned}$$

On remarquera que pour le lot de paramètres adopté les lissages (figure 42 a) ne sont pas très bons, notamment à la périphérie⁸⁾ et au centre du diagramme de DALITZ ; mais ce n'est que dans ce voisinage du plan (p_o, γ_{12}) que l'on réussit à rendre approximativement compte de l'ensemble des contraintes.

- Dans l'hypothèse $1 + A_\lambda = \rho_\lambda e^{i\theta_\lambda}$, nous avons 4 paramètres supplémentaires qui contribuent à améliorer la forme des spectres. Le rapport $(\Gamma_{12} + \Gamma_{32}) / \Gamma_{10}$ étant relativement grand ($\simeq 15$) la diffusion $\alpha - \alpha$ dans l'onde D est donc prépondérante et de ce fait les paramètres $\rho_o e^{i\theta_o}$ influent peu.

La disparité des minima du χ^2 signalée précédemment subsiste, mais elle est moins accusée, et pour les valeurs des paramètres présentées dans le tableau ci-dessous, on obtient les résultats présentés figure 42 b pour les spectres et figure 43 pour la variation de population.

$$\begin{aligned} p_o &= 2,4 & p_1 &= 0,3 & (2 p_1 + p_o &= 3) \\ \Gamma_{10} &= 10 \text{ keV} \\ \Gamma_{12} &= 0 \text{ keV} \\ \Gamma_{32} &= 150 \text{ keV} \end{aligned}$$

8) AITCHISON et KACSER [20] ayant montré que l'influence de la rediffusion est surtout sensible à la périphérie (voir parag. II. 6.3) il n'est pas impossible que le désaccord calcul - expérience soit le reflet de cet effet.

$1 + A_\lambda = \rho_\lambda e^{i\theta_\lambda}$	ρ_λ	θ_λ	$\text{Re}(A_\lambda)$	$\text{Im}(A_\lambda)$
$\lambda = 0$	1,3	- 250°	- 1,44	- 1,22
$\lambda = 2$	0,4	10°	- 0,6	0,07

On a reporté dans le tableau 15, pour les valeurs de A_λ précédentes, les valeurs de la surface calculée K Sc et du χ^2/N pour chaque spectre.

θ_1	θ_2	Se	K Sc	χ^2/N
85	- 85	757	930	53,2
60	- 118	836	1 560	8,7
95	- 95	1 500	1 590	66,1
100	- 100	1 400	1 230	60,0
114	- 114	677	260	3,5

Tableau 15.

On remarquera que pour ce niveau 1^- du ^{12}C , on retrouve approximativement les mêmes résultats que pour le niveau 0^+ du ^{12}C :

$$\rho_0 e^{i\theta_0} + \sin \delta_0 e^{i(\delta_0 + 2\sigma_0)} \approx 0 \text{ en dehors des régions } E_{\alpha\alpha} \approx 0$$

$$|\rho_2 e^{i\theta_2} + \sin \delta_2 e^{i(\delta_2 + 2\sigma_2)}| \approx \sin \beta_2 \text{ au voisinage des résonances } \alpha - \alpha^{2+}.$$

III.4.2.3. Niveau 2^- à $E_p = 680 \text{ keV}$

Pour ce niveau nous avons un paramètre p_M^J ($2p_2 + 2p_1 + p_0 = 5$, mais p_0 est arbitraire car $F_{M=0}^J$ formule 63 est nulle) ; un paramètre $\gamma_{f,\lambda}^J$ ($\gamma_{12} + 0,64 \gamma_{32} = 21,8 \text{ keV}$) ; un nombre complexe A_λ ($\lambda = 2$), sachant que la transition $^{12}\text{C} (2^-) \rightarrow 2\alpha (\lambda = 0) + \alpha$ est interdite.

- Dans l'hypothèse $A_\lambda = -1$, on reproduit (figure 44 a) relativement bien l'allure des spectres expérimentaux dans le domaine du plan (p_1, γ_{12}) correspondant à : $14 < \gamma_{12} < 20 \text{ keV}$ et $1 \leq p_1 \leq 2$ sachant que l'on a $0 \leq \gamma_{12} \leq 21,8 \text{ keV}$ et $0 \leq p_1 \leq 2,5$. Quelle que soit la valeur des paramètres (sauf pour $p_1 = 2,5$ où les lissages sont très mauvais) on ne reproduit pas très bien les spectres de la périphérie du diagramme de DALITZ ($\theta_{12} > 165^\circ$)

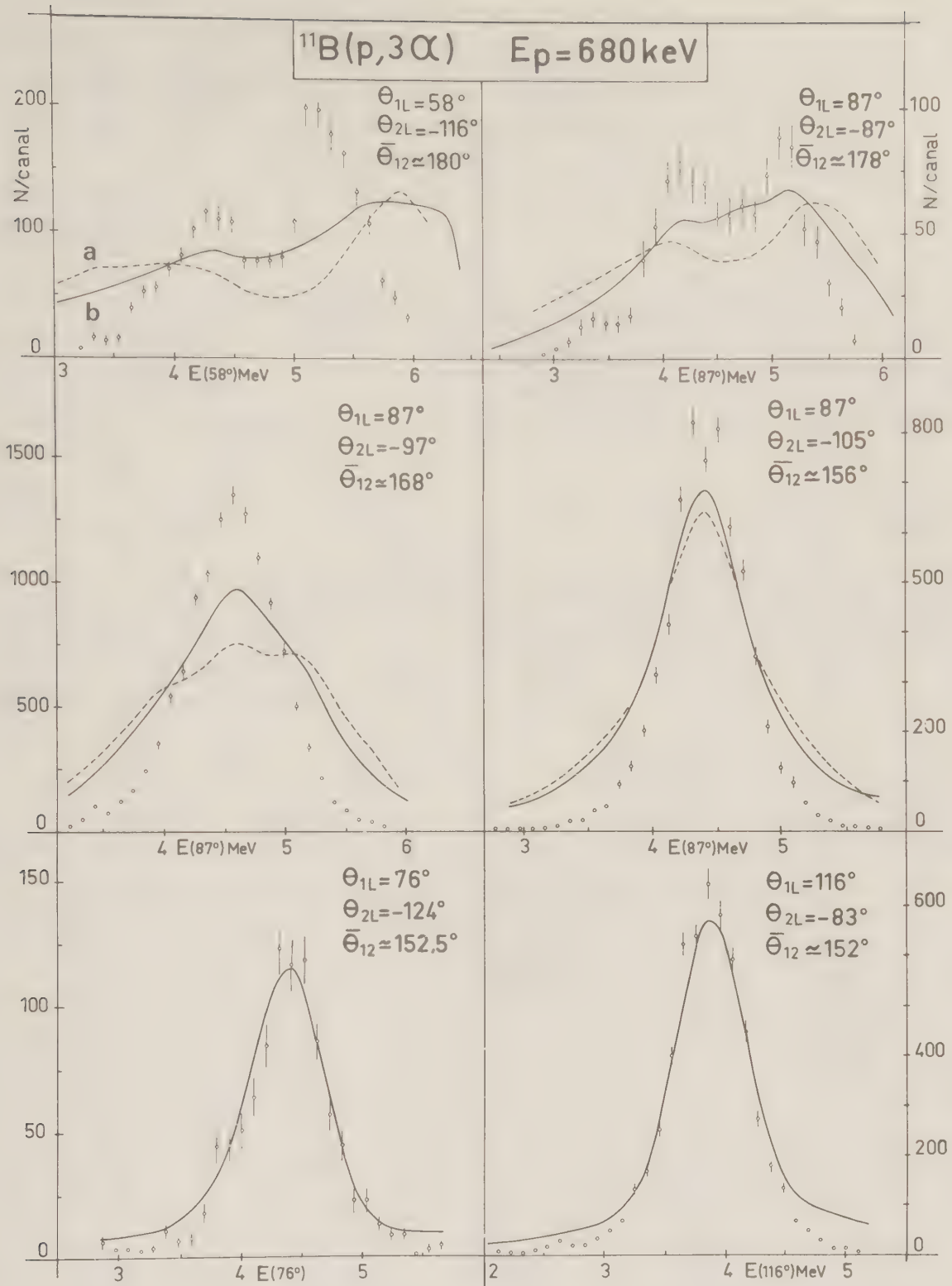


Figure 44 : Lissage de la projection sur X des résultats expérimentaux. La courbe "a" en traits pointillés correspond à $1 + A_\lambda = 0$ et la courbe "b" en traits pleins à $1 + A_\lambda = \rho_\lambda e^{i\theta_\lambda}$ (voir le texte pour la signification des paramètres). θ_{1L} et θ_{2L} donnent la direction des deux détecteurs dans le Labo, $\bar{\theta}_{12}$ est l'angle moyen que font les deux particules dans le centre de masse.

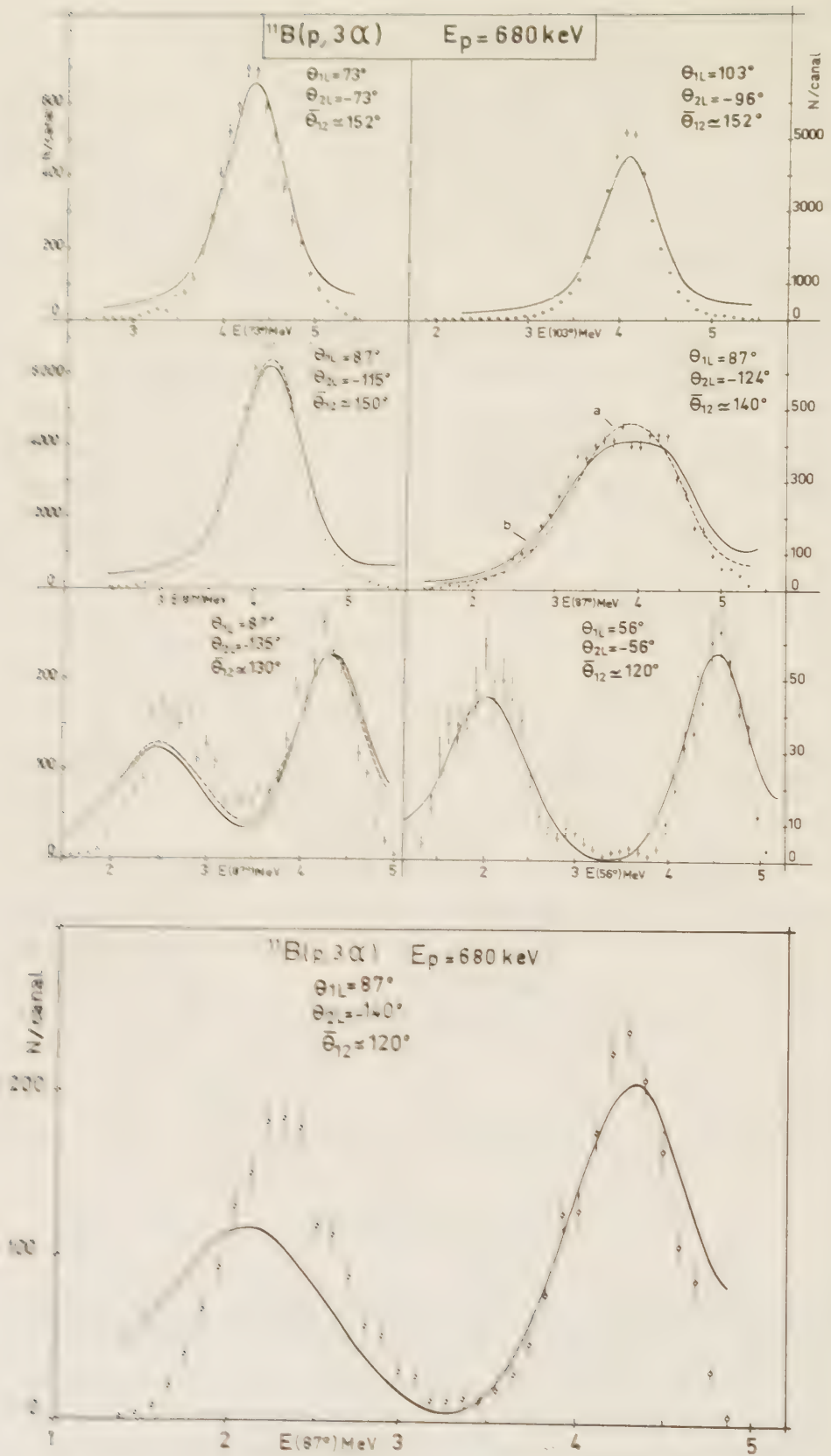


Figure 44 (suite)

Ceci est dû au fait que la région θ_{12} de l'ordre de 180° est interdite, et que dans ce voisinage les fonctions $y_{\lambda\lambda}, M$ ont de très faibles valeurs oscillantes autour de zéro ; en effet les arrondis sur les coefficients de CLEBSCH-GORDAN (donnés avec 4 décimales) aussi bien que le calcul par l'ordinateur des fonctions Y_{lm} peuvent introduire d'importantes différences.

On a représenté sur les figures 44 a l'ensemble des calculs correspondants à $p_1 / p_2 = 2,12$ (cette valeur est compatible avec les limites de WIGNER) et $\gamma_{12} = 18$ keV (soit $\Gamma_{12} = 124$ keV et $\Gamma_{32} = 26$ keV).

- Dans l'hypothèse $1 + A_\lambda = \rho_\lambda e^{i\theta_\lambda}$, on note que l'amélioration sur la forme des spectres à la périphérie serait surtout sensible pour $\rho_\lambda e^{i\theta_\lambda} \approx 0,4 e^{i60^\circ}$, mais cette valeur est incompatible avec les autres spectres. On adoptera en définitive les mêmes valeurs que précédemment pour les paramètres, $p_1 / p_2 = 2,1$ et $\gamma_{12} = 18$ keV, et pour $\rho_\lambda e^{i\theta_\lambda}$ la valeur suivante :

$\lambda = 2$ $\rho_\lambda = 0,07$ $\theta_\lambda = 30^\circ$ $\text{Re}(A_\lambda) = -0,94$ $\text{Im}(A_\lambda) = 0,035$

En donnant aux paramètres les valeurs précédentes on reproduit convenablement l'allure des spectres (figure 44 b) et l'on obtient une variation de population satisfaisante (figure 45). L'on a noté dans le tableau 16 les valeurs des surfaces calculées K Sc ainsi que celles du χ^2/N correspondant à chaque spectre.

θ_1	θ_2	Se	K Sc	χ^2/N
116	- 58	874	6	45,7
87	- 87	1 150	34	15,3
87	- 97	4 260	2 460	394
87	- 105	8 648	7 000	673
96	- 103	11 580	9 450	1 165
124	- 76	6 185	9 600	11
116	- 83	11 660	9 200	144
73	- 73	9 053	9 500	184
87	- 115	11 140	10 400	2 000
87	- 124	9 900	7 700	41
87	- 135	3 850	4 930	97,7
87	- 140	8 594	4 200	101
57	- 56	3 190	4 980	6,6

Tableau 16.

III.4.2.4. Remarque sur le niveau 2^+ à $E_p = 163$ keV.

Dans le chapitre précédent, nous avons explicité la forme de l'amplitude de réaction correspondant à un niveau 2^+ du ^{12}C . Ce niveau, qui correspond à une résonance très étroite (6 keV) situé à $E_p = 163$ keV, a fait l'objet de nombreuses mesures à l'étranger [2] [3] et à Grenoble [8] [9]. L'ensemble des résultats expérimentaux conduit à un diagramme de DALITZ où la résonance 0^+ du ^8Be apparaît nettement à la périphérie ; l'intérieur du diagramme, où doit apparaître la résonance $^8\text{Be} (2^+)$, ayant une population faiblement structurée. DEHNARD [2] qui observa cet effet pour la première fois, suggéra que la désintégration en 3α de ce niveau du ^{12}C était "directe" à plus de 90 % (aucune interaction $\alpha - \alpha$ dans l'état final). Ce mode de désintégration apparemment unique, est à l'origine des travaux entrepris à Rice [3] et Grenoble [9]. Les calculs préliminaires que nous avons effectués, semblent toutefois montrer que si l'on néglige complètement la production directe, l'on retrouve un diagramme de DALITZ très proche des résultats expérimentaux. L'allure monotone de l'intérieur du diagramme de DALITZ est très probablement associée à la caractéristique $J^\pi = 2^+$ de cette résonance pour laquelle il n'y a aucune interdiction de désintégration au centre du diagramme.

Toutefois nous n'avons pas lissé les spectres obtenus par ENGELHARDT [9], car ses mesures constituaient une expérience préliminaire. L'étude précise de cette résonance, avec une bonne définition angulaire et un choix convenable des angles d'observation, est en cours de réalisation.

III.5. Conclusions.

III.5.1. Les mesures expérimentales.

En ce qui concerne la réalisation d'une expérience multiparamétrique il faut signaler qu'étant donné la durée d'une mesure il est nécessaire d'avoir une grande stabilité de l'électronique, tout effet de dérive (même inférieure à quelques %) pouvant avoir de fâcheuses conséquences sur les spectres mesurés ; notamment pour ce qui est de la largeur et de la position des pics. Nous retiendrons aussi la nécessité d'effectuer un étalonnage très précis en énergie, faute de quoi l'on observe de faux déplacements de pic (pour notre expérience un déplacement de un canal est équivalent à déplacer en moyenne de 200 keV à la position d'un pic).

La qualité des spectres obtenus est fonction de la résolution de l'appareillage (résolution angulaire, résolution en énergie des détecteurs et largeur des canaux de mesure) qui contribue à "épaissir" la largeur des lignes cinématiques. Toutefois si le bruit de fond est faible (ce qui est généralement le cas avec des particules chargées) l'on peut sans trop d'inconvénients tolérer une grande acceptation sur un détecteur (par exemple ouverture angulaire $\sim \pm 2^\circ$, analyse sur 32 canaux) qui assurera essentiellement une fonction de coïncidence, l'analyse se faisant sur le deuxième détecteur (analyse sur 128 canaux par exemple).

Les spectres mesurés étant en général destinés à être comparés à un calcul, il est très important qu'ils soient monitorés et normalisés entre eux, afin d'avoir la section efficace différentielle en angle et énergie qui donnera une vision exacte du diagramme de DALITZ.

III.5.2. Les calculs.

- Les nombres complexes A_λ

Pour les 3 résonances du ^{12}C étudiées (0^+ , 1^- et 2^-) l'on remarquera que les hypothèses simples que nous avons faites donnent une description satisfaisante des interdictions associées au système à 3α , de la forme des spectres et de la population du diagramme de DA-LITZ (excepté pour le niveau 0^+ sur ce dernier point). Du fait que les calculs ne considèrent que les premiers termes (zéro + une interaction) du développement de l'amplitude de réaction, le nombre complexe A_λ prend une signification plus large que celle qui lui est attribuée dans le texte. D'une part il prendra en compte l'ensemble des autres interactions qui apparaissent comme un bruit de fond constant, et d'autre part il tendra à corriger l'approximation de négliger les résonances voisines du ^{12}C . Ce dernier aspect devrait être très fort pour les expériences à 2 MeV (niveau 0^+ très faiblement résonnant), et très faible pour les expériences à 680 keV (niveau assez bien isolé). Pour l'ensemble des résonances étudiées l'on remarquera que l'on a toujours $\text{Re}(A) < 0$ qui est en opposition avec le + 1 correspondant à la production directe. Cet effet est très marqué à 680 keV où l'on a $\text{Re}(A) = -0,94$ et $\text{Im}(A) = 0,035$ que l'on peut interpréter de la manière suivante :

- $\text{Re}(A) \simeq -1$ traduit la faible proportion de production directe de 3α libres : il y a toujours au moins une interaction $\alpha-\alpha$ dans l'état final.
- La partie restante $1 + A_\lambda$ étant faible ($0,07 e^{i 30^\circ}$), semblerait montrer que la contribution des termes d'ordre supérieure est peu importante.
- En conséquence, il semblerait que l'on puisse obtenir une meilleure description, en tronquant de son premier terme τ , la série représentant l'amplitude de réaction $\mathcal{T} = \tau + \text{TG}_0 \tau$, ce qui donnerait à A_λ une signification plus précise.

Les remarques précédentes sont toutefois moins marquées pour le niveau 1^- . Pour le niveau 0^+ $\text{Re}(A_{\lambda=2}) = -0,23$ s'écartant notablement de - 1, souligne l'insuffisance des approximations adoptées, notamment dans le fait de négliger les 2 résonances 1^- et 3^- du ^{12}C qui l'environnent.

Les spectres α sont étudiés dans la région d'énergie ($E_{\alpha\alpha}$ de quelques MeV) où la diffusion $\alpha\alpha$ avec $l=0$ est seulement potentielle (phase ψ) et les valeurs trouvées pour

$A_{\lambda=0}$ semblent contribuer à l'annuler : $1 + A_0 + \sin \delta_0 e^{i(\delta_0 + 2\sigma_0)} \simeq 0$ avec

$\delta = \beta - \psi \simeq \pi - \psi$. Cette remarque semble aussi s'appliquer dans l'onde D où l'on a remarqué

$|A_2 + \sin \delta_2 e^{i(\delta_2 + 2\sigma_2)} + 1| \simeq \sin \beta_2$ où β représente la phase purement résonnante.

- Les paramètres p_M^J et $\gamma_f^J, \Lambda_\lambda$:

Les valeurs trouvées pour ces paramètres qui sélectionnent les projections M du moment cinétique total J et le moment angulaire Λ de la désintégration

$^{12}\text{C} (J^{\pi} M) \rightarrow \alpha + {}^8\text{Be} (\lambda)$ montrent qu'il y a toujours une dissymétrie (polarisation du ^{12}C et une valeur de Λ favorisée). La population du diagramme de DALITZ pour le niveau 1^- est convenablement reproduite si l'on considère que les valeurs trouvées pour p_M^J sont équivalentes à une polarisation de 80 % perpendiculairement au plan de diffusion (projection $M = 0$) du ^{12}C , et que ce dernier se désintègre en $\alpha + {}^8\text{Be} (2^+)$ avec un moment angulaire relatif $\Lambda = 3$ principalement. Pour le niveau 2^- du fait que l'amplitude $F_{M=0}^J = 0$ on ne peut pas avoir d'information sur la projection $M = 0$, et l'on détermine seulement la valeur du rapport $p_1/p_2 \simeq 2$; la désintégration en $\alpha + {}^8\text{Be} (2^+)$ ayant lieu essentiellement avec un moment angulaire $\Lambda = 1$.

- Le modèle adopté :

Il faut signaler que l'analyse d'un seul spectre n'apporte en soit que très peu d'information car il n'y a en général aucune difficulté à obtenir un bon lissage avec un χ^2/N satisfaisant (~ 1). Les paramètres n'ont de valeur significative que dans la mesure où avec le même jeu de valeurs l'on est capable de reproduire un ensemble de spectres tant en forme qu'en intensité. Nous avons vu qu'en général, les spectres calculés donnent une image satisfaisante du diagramme de DALITZ (avec les restrictions signalées pour le niveau 0^+ du ^{12}C), qui semblerait encourageante, toutefois les importantes valeurs des χ^2/N ont beaucoup de vraisemblance aux lissages, et en conséquence aux approximations utilisées dans le cadre du modèle adopté. Une première difficulté résulte de la décomposition en moments angulaires : en effet l'analyse en déphasages de l'amplitude $t_{\alpha\alpha} = t_N + t_C$ de la diffusion $\alpha - \alpha$ montre que dans le domaine d'énergie qui nous intéresse, les ondes S et D de t_N associées à l'amplitude coulombienne t_C complète ($t_C \sim 1/\sin^2 \theta/2$) suffisent à décrire l'interaction $\alpha - \alpha$. En limitant donc le développement de $t_{\alpha\alpha}$ à $l = 2$ il nous a semblé que les 2 premiers termes de l'amplitude coulombienne étaient trop peu représentatifs pour que l'on puisse en tenir compte. Cette approximation entache donc, dans nos calculs, les déphasages expérimentaux δ_0 et δ_2 (correspondant à $t_{\alpha\alpha} = t_N + t_C$) d'une certaine erreur qui pourrait expliquer l'influence de A_λ sur la partie potentielle de l'amplitude. D'un autre point de vue, il semblerait qu'outre le fait de négliger l'ensemble des rediffusions constitue une approximation, il faille en premier lieu mieux préciser la forme des éléments de matrice de l'amplitude de production $\tau (\mathcal{P} = \tau + t_{G_0} \tau)$. Nous leur avons donné la forme d'une formule de BREIT-WIGNER $\langle i | \tau | f \rangle = G_i G_f / (E - E_0 + i \Gamma_0/2)$ avec dans la voie à 3α $G_f = e^{i\alpha_f} [P_f \Upsilon_f]^{1/2}$, et le fait de considérer les largeurs réduites $\Upsilon_f = \text{Cste}$, de prendre pour la pénétrabilité P_f et la phase α_f de la voie à 3α les mêmes formes que la pénétrabilité et la phase de la voie $\alpha - {}^8\text{Be}$ est certainement une approximation à préciser.

APPENDICE.

1 - Relations cinématiques.

Nous noterons par des lettres capitales les grandeurs cinématiques dans le système du laboratoire, on conserve les mêmes notations mais avec un "prime" pour les grandeurs du système du centre de masse général, et enfin les grandeurs relatives seront notées par des lettres minuscules.

Si "a" désigne le projectile et "b" la cible repos dans le système du labo on écrit la réaction :

$$a + b \rightarrow 1 + 2 + 3 \quad (1)$$

Soient Q le bilan énergétique $Q = (m_a + m_b - m_1 - m_2 - m_3) c^2$; m_i , $\vec{P}_i$, $T_i = P_i^2 / 2 m_i$, la masse, l'impulsion et l'énergie cinétique de la particule i ; $(\theta_i, \phi_i) = P_i$ la direction de $\vec{P}_i$ par rapport à la vitesse du centre de masse $\vec{V}_C = \vec{P}_a / (m_a + m_b)$.

Les lois de conservation :

$$\begin{array}{ll} \text{Labo} & \left\{ \begin{array}{l} \sum T_i = T_a + Q \\ \sum \vec{P}_i = \vec{P}_a \end{array} \right. \\ (2) & \text{et} \end{array} \quad \begin{array}{ll} \text{C.M.} & \left\{ \begin{array}{l} \sum T'_i = Q + m_b T_a / (m_a + m_b) = E' \\ \sum \vec{P}'_i = \vec{0} \end{array} \right. \\ (3) & \end{array}$$

conduisent aux lignes cinématiques :

- Labo :

$$\begin{aligned} (1 + \frac{m_3}{m_2}) P_2^2 - 2 (P_a \cos \theta_2 - P_1 \cos \Delta_{12}) P_2 + (1 + \frac{m_3}{m_1}) P_1^2 + (1 - \frac{m_3}{m_a}) P_a^2 \\ - 2 P_a P_1 \cos \theta_1 - 2 m_3 Q = 0 \end{aligned}$$

- C.M.

$$(1 + \frac{m_3}{m_2}) P_2'^2 + 2 P_1' P_2' \cos \Delta'_{12} + (1 + \frac{m_3}{m_1}) P_1'^2 - 2 m_3 E' = 0$$

L'angle relatif Δ_{ij} , étant donné par $\cos \Delta_{ij} = \cos \theta_i \cos \theta_j + \sin \theta_i \sin \theta_j \cos (\phi_i - \phi_j)$.

Pour une géométrie labo déterminée par $\hat{P}_1$ et $\hat{P}_2$, et pour une valeur fixée de l'énergie d'une des particules, 1 par exemple, on en déduit successivement :

- P_2 et T_2 par la cinématique Labo

- $\vec{P}_3$ et T_3 par (2)

- $\vec{P}'_i$ et T'_i par $\vec{P}'_i = \vec{P}_i - m_i \vec{V}_C$

- Les impulsions relatives $\vec{P}_{ij} = \frac{1}{m_i + m_j} (m_i \vec{P}_j - m_j \vec{P}_i)$

- Les énergies relatives $E_{ij} = P_{ij}^2 / 2 \mu_{ij}$, $\mu_{ij} = \frac{m_i m_j}{m_i + m_j}$

Et l'on note les relations ($M_k = \frac{(m_i + m_j) m_k}{m_i + m_j + m_k}$)

$$E' = \frac{1}{2 M_k} P_k'^2 + E_{ij} \quad \text{et} \quad (m_1 + m_2 + m_3) E' = \sum_3 (m_i + m_j) E_{ij}$$

2 - Tableaux des fonctions $\mathcal{Y}_{\lambda, \mu}$ et des amplitudes $\mathcal{G}_{s\mu}$ (formule 36, chapitre 2) relatives aux niveaux 2^+ , 2^- , 1^- et 0^+ du ^{12}C .

Pour un niveau déterminé du ^{12}C , on a émis les indices J et π et la dépendance en énergie est simplement rappelée par l'indice de symétrisation :

$$F_{\alpha} = F^{J\pi}(\vec{K}_{\alpha}, \vec{k}_{\alpha})$$

En posant $Y_{lm}(\hat{K}_{\alpha}) = y_{lm}^{\alpha}$ et $Y_{lm}(\hat{k}_{\alpha}) = y_{lm}^{\alpha}$ l'on a les formules explicites suivantes :

Niveau 2^+ du ^{12}C .

$\Lambda \lambda, \mu$	$y_{\Lambda \lambda, \mu}^{\alpha}$
$2 0, \mu$	$Y_{2\mu}^{\alpha} \sqrt{\frac{1}{4\pi}}$
$0 2, \mu$	$\sqrt{\frac{1}{4\pi}} y_{2\mu}^{\alpha}$
$2 2, 2$	$\sqrt{\frac{2}{7}} Y_{22}^{\alpha} y_{20}^{\alpha} - \sqrt{\frac{3}{7}} Y_{21}^{\alpha} y_{21}^{\alpha} + \sqrt{\frac{2}{7}} Y_{20}^{\alpha} y_{22}^{\alpha}$
$2 2, 1$	$\sqrt{\frac{3}{7}} Y_{22}^{\alpha} y_{2-1}^{\alpha} - \sqrt{\frac{1}{14}} Y_{21}^{\alpha} y_{20}^{\alpha} - \sqrt{\frac{1}{14}} Y_{20}^{\alpha} y_{21}^{\alpha} + \sqrt{\frac{3}{7}} Y_{2-1}^{\alpha} y_{22}^{\alpha}$
$2 2, 0$	$\sqrt{\frac{2}{7}} Y_{22}^{\alpha} y_{2-2}^{\alpha} + \sqrt{\frac{1}{14}} Y_{21}^{\alpha} y_{2-1}^{\alpha} - \sqrt{\frac{2}{7}} Y_{20}^{\alpha} y_{20}^{\alpha} + \sqrt{\frac{1}{14}} Y_{2-1}^{\alpha} y_{21}^{\alpha} + \sqrt{\frac{2}{7}} Y_{2-2}^{\alpha} y_{22}^{\alpha}$
$4 2, 2$	$\sqrt{\frac{5}{9}} Y_{44}^{\alpha} y_{2-2}^{\alpha} - \sqrt{\frac{5}{18}} Y_{43}^{\alpha} y_{2-1}^{\alpha} + \sqrt{\frac{5}{42}} Y_{42}^{\alpha} y_{20}^{\alpha} - \sqrt{\frac{5}{126}} Y_{41}^{\alpha} y_{21}^{\alpha} + \frac{1}{\sqrt{126}} Y_{40}^{\alpha} y_{22}^{\alpha}$
$4 2, 1$	$\sqrt{\frac{5}{18}} Y_{43}^{\alpha} y_{2-2}^{\alpha} - \sqrt{\frac{20}{63}} Y_{42}^{\alpha} y_{2-1}^{\alpha} + \sqrt{\frac{5}{21}} Y_{41}^{\alpha} y_{20}^{\alpha} - \sqrt{\frac{8}{63}} Y_{40}^{\alpha} y_{21}^{\alpha} + \sqrt{\frac{5}{126}} Y_{4-1}^{\alpha} y_{22}^{\alpha}$
$4 2, 0$	$\sqrt{\frac{5}{42}} Y_{42}^{\alpha} y_{2-2}^{\alpha} - \sqrt{\frac{5}{21}} Y_{41}^{\alpha} y_{2-1}^{\alpha} + \sqrt{\frac{2}{7}} Y_{40}^{\alpha} y_{20}^{\alpha} - \sqrt{\frac{5}{21}} Y_{4-1}^{\alpha} y_{21}^{\alpha} + \sqrt{\frac{5}{42}} Y_{4-2}^{\alpha} y_{22}^{\alpha}$

Tableau 4.

Et pour l'amplitude :

$$\tau_{s\mu}^{\alpha} = \sum_{\lambda=0,2,4} \tau_{s\mu,\lambda}^{\alpha}$$

s, μ	$\tau_{s\mu,\lambda}^{\alpha}$
$4, 1$	$\left\{ \begin{array}{l} 0 \quad -i \left\{ \sqrt{\frac{2}{3}} \langle 20 \tau^{\alpha} 11 \rangle - \langle 20 \tau^{\alpha} 31 \rangle \right\} y_{20,1}^{\alpha} \\ 1 \quad -i \left\{ \sqrt{\frac{2}{3}} \langle 02 \tau^{\alpha} 11 \rangle - \langle 02 \tau^{\alpha} 31 \rangle \right\} y_{02,1}^{\alpha} \\ \quad - \sqrt{\frac{2}{3}} \langle 22 \tau^{\alpha} 11 \rangle - \langle 22 \tau^{\alpha} 31 \rangle y_{22,1}^{\alpha} \\ \quad - \sqrt{\frac{2}{3}} \langle 42 \tau^{\alpha} 11 \rangle - \langle 42 \tau^{\alpha} 31 \rangle y_{42,1}^{\alpha} \end{array} \right\}$
$2, 0$	$\left\{ \begin{array}{l} 0 \quad -i \left\{ \sqrt{2} \langle 20 \tau^{\alpha} 11 \rangle + \sqrt{3} \langle 20 \tau^{\alpha} 31 \rangle \right\} y_{20,0}^{\alpha} \\ 1 \quad -i \left\{ \sqrt{3} \langle 02 \tau^{\alpha} 11 \rangle + \sqrt{3} \langle 02 \tau^{\alpha} 31 \rangle \right\} y_{02,0}^{\alpha} \\ \quad - (\sqrt{2} \langle 22 \tau^{\alpha} 11 \rangle + \sqrt{3} \langle 22 \tau^{\alpha} 31 \rangle) y_{22,0}^{\alpha} \\ \quad + (\sqrt{2} \langle 42 \tau^{\alpha} 11 \rangle + \sqrt{3} \langle 42 \tau^{\alpha} 31 \rangle) y_{42,0}^{\alpha} \end{array} \right\}$
$2, 1$	$\left\{ \begin{array}{l} 0 \quad i \left\{ \sqrt{2} \langle 20 \tau^{\alpha} 12 \rangle - \sqrt{\frac{1}{2}} \langle 20 \tau^{\alpha} 32 \rangle \right\} y_{20,0}^{\alpha} \\ 1 \quad i \left\{ \sqrt{2} \langle 02 \tau^{\alpha} 12 \rangle - \sqrt{\frac{1}{2}} \langle 02 \tau^{\alpha} 32 \rangle \right\} y_{02,2}^{\alpha} \\ \quad - (\sqrt{2} \langle 22 \tau^{\alpha} 12 \rangle - \sqrt{\frac{1}{2}} \langle 22 \tau^{\alpha} 32 \rangle) y_{22,2}^{\alpha} \\ \quad - (\sqrt{2} \langle 42 \tau^{\alpha} 12 \rangle - \sqrt{\frac{1}{2}} \langle 42 \tau^{\alpha} 32 \rangle) y_{42,2}^{\alpha} \end{array} \right\}$
$2, 1$	$\left\{ \begin{array}{l} 1 \quad i \left\{ \sqrt{\frac{1}{2}} \langle 20 \tau^{\alpha} 12 \rangle + \sqrt{2} \langle 20 \tau^{\alpha} 32 \rangle \right\} y_{20,1}^{\alpha} \\ 2 \quad i \left\{ \sqrt{\frac{1}{2}} \langle 02 \tau^{\alpha} 12 \rangle + \sqrt{2} \langle 02 \tau^{\alpha} 32 \rangle \right\} y_{02,1}^{\alpha} \\ \quad - (\sqrt{\frac{1}{2}} \langle 22 \tau^{\alpha} 12 \rangle + \sqrt{2} \langle 22 \tau^{\alpha} 32 \rangle) y_{22,1}^{\alpha} \\ \quad + (\sqrt{\frac{1}{2}} \langle 42 \tau^{\alpha} 12 \rangle + \sqrt{2} \langle 42 \tau^{\alpha} 32 \rangle) y_{42,1}^{\alpha} \end{array} \right\}$

Tableau 5.

Puisqu'aucune confusion n'est possible, nous avons omis de mettre l'index α dans le tableau.

Niveau 2⁻

$\Lambda \lambda, \mu$	$y_{\Lambda \lambda, \mu}^{\alpha}$
$\Lambda 0, \mu$	Interdit
$1 2, 2$	$\sqrt{\frac{1}{3}} y_{1,1}^{\alpha} y_{2,1}^{\alpha} - \sqrt{\frac{2}{3}} y_{10}^{\alpha} y_{22}^{\alpha}$
$1 2, 1$	$\sqrt{\frac{1}{2}} y_{11} y_{20} - \sqrt{\frac{1}{6}} y_{10} y_{21} - \sqrt{\frac{1}{3}} y_{1-1} y_{22}$
$1 2, 0$	$0^{(*)}$
$3 2, 2$	$\sqrt{\frac{5}{14}} y_{33} y_{2-1} - \sqrt{\frac{5}{14}} y_{32} y_{20} + \sqrt{\frac{3}{14}} y_{31} y_{21} - \sqrt{\frac{1}{14}} y_{30} y_{22}$
$3 2, 1$	$\sqrt{\frac{5}{14}} y_{33} y_{2-2} - \sqrt{\frac{1}{7}} y_{31} y_{20} + \sqrt{\frac{2}{7}} y_{30} y_{21} - \sqrt{\frac{3}{14}} y_{3-1} y_{22}$
$3 2, 0$	$0^{(*)}$

Tableau 6.

(*) Dans le cas d'une géométrie coplanaire.

s, μ, λ	$\mathcal{C}_{s\mu, \lambda}^{\alpha}$
$1, 1$	$\left\{ \begin{array}{l} 0 \\ 0 \end{array} \right. \begin{array}{l} \text{Interdit} \\ i\sqrt{\frac{5}{2}} \left\{ \langle 12 \mathcal{C}^{\alpha} 21 \rangle y_{12,1}^{\alpha} - \langle 32 \mathcal{C}^{\alpha} 21 \rangle y_{32,1}^{\alpha} \right\} \end{array}$
$1, 0$	$\left\{ \begin{array}{l} 0 \\ 2 \end{array} \right. \begin{array}{l} \text{Interdit} \\ 0^{(*)} \end{array}$
$2, 2$	$\left\{ \begin{array}{l} 0 \\ 2 \end{array} \right. \begin{array}{l} \text{Interdit} \\ i \left\{ \left(\langle 12 \mathcal{C} 02 \rangle - \sqrt{\frac{10}{7}} \langle 12 \mathcal{C} 22 \rangle + \sqrt{\frac{1}{14}} \langle 12 \mathcal{C} 42 \rangle \right) y_{12,2} - \right. \\ \left. - \left(\langle 32 \mathcal{C} 02 \rangle - \sqrt{\frac{10}{7}} \langle 32 \mathcal{C} 22 \rangle + \sqrt{\frac{1}{14}} \langle 32 \mathcal{C} 42 \rangle \right) y_{32,2} \right\} \end{array}$
$2, 1$	$\left\{ \begin{array}{l} 0 \\ 2 \end{array} \right. \begin{array}{l} \text{Interdit} \\ i \left\{ \left(\langle 12 \mathcal{C} 02 \rangle + \sqrt{\frac{5}{14}} \langle 12 \mathcal{C} 22 \rangle + \sqrt{\frac{8}{7}} \langle 12 \mathcal{C} 42 \rangle \right) y_{12,1} - \right. \\ \left. - \left(\langle 32 \mathcal{C} 02 \rangle + \sqrt{\frac{5}{14}} \langle 32 \mathcal{C} 22 \rangle + \sqrt{\frac{8}{7}} \langle 32 \mathcal{C} 42 \rangle \right) y_{32,1} \right\} \end{array}$
$2, 0$	$\left\{ \begin{array}{l} 0 \\ 2 \end{array} \right. \begin{array}{l} \text{Interdit} \\ 0^{(*)} \end{array}$

Tableau 7.

(*) Dans le cas d'une géométrie coplanaire.

Niveau 1⁻ :

$\Lambda \lambda, \mu$	$y_{\Lambda \lambda, \mu}^{\alpha}$
1 0, μ	$Y_{1\mu}^{\alpha} \frac{1}{\sqrt{4\pi}}$
1 2, 2	0
1 2, 1	$\sqrt{\frac{1}{10}} Y_{11}^{\alpha} Y_{20}^{\alpha} - \sqrt{\frac{3}{10}} Y_{10}^{\alpha} Y_{21}^{\alpha} + \sqrt{\frac{3}{5}} Y_{1-1}^{\alpha} Y_{22}^{\alpha}$
1 2, 0	$\sqrt{\frac{3}{10}} Y_{11}^{\alpha} Y_{2-1}^{\alpha} - \sqrt{\frac{2}{5}} Y_{10}^{\alpha} Y_{20}^{\alpha} + \sqrt{\frac{3}{10}} Y_{1-1}^{\alpha} Y_{21}^{\alpha}$
3 2, 2	0
3 2, 1	$\sqrt{\frac{3}{7}} Y_{33}^{\alpha} Y_{2-2}^{\alpha} - \sqrt{\frac{2}{7}} Y_{32}^{\alpha} Y_{2-1}^{\alpha} + \sqrt{\frac{6}{35}} Y_{31}^{\alpha} Y_{20}^{\alpha} - \sqrt{\frac{3}{35}} Y_{30}^{\alpha} Y_{21}^{\alpha} + \sqrt{\frac{1}{35}} Y_{3-1}^{\alpha} Y_{22}^{\alpha}$
3 2, 0	$\sqrt{\frac{1}{7}} Y_{32}^{\alpha} Y_{2-2}^{\alpha} - \sqrt{\frac{8}{35}} Y_{31}^{\alpha} Y_{2-1}^{\alpha} + \sqrt{\frac{9}{35}} Y_{30}^{\alpha} Y_{20}^{\alpha} - \sqrt{\frac{8}{35}} Y_{3-1}^{\alpha} Y_{21}^{\alpha} + \sqrt{\frac{1}{7}} Y_{3-2}^{\alpha} Y_{22}^{\alpha}$

Tableau 8.

s, μ	λ	$\tau_{s\mu, \lambda}^{\alpha}$
1, 1	0	$-i \left\{ \langle 10 \tau 01 \rangle - \sqrt{\frac{1}{2}} \langle 10 \tau 21 \rangle \right\} y_{10,1}^{\alpha}$
	2	$i \left\{ (\langle 12 \tau 01 \rangle - \sqrt{\frac{1}{2}} \langle 12 \tau 21 \rangle) y_{12,1} - \right.$ $\left. - (\langle 32 \tau 01 \rangle - \sqrt{\frac{1}{2}} \langle 32 \tau 21 \rangle) y_{32,1} \right\}$
1, 0	0	$-i \left\{ \langle 10 \tau 01 \rangle + \sqrt{2} \langle 10 \tau 21 \rangle \right\} y_{10,0}$
	2	$i \left\{ (\langle 12 \tau 01 \rangle + \sqrt{2} \langle 12 \tau 21 \rangle) y_{12,0} - \right.$ $\left. - (\langle 32 \tau 01 \rangle + \sqrt{2} \langle 32 \tau 21 \rangle) y_{32,0} \right\}$
2, 2	0	0
	2	0
2, 1	0	$i \sqrt{\frac{3}{2}} \langle 10 \tau 22 \rangle y_{10,1}$
	2	$-i \sqrt{\frac{3}{2}} \left\{ \langle 12 \tau 22 \rangle y_{12,1} - \langle 32 \tau 22 \rangle y_{32,1} \right\}$
2, 0	0	0
	2	0

Tableau 9.

Niveau 0^+ :

Pour ce niveau seul $s = 1$ avec $\mu = 0$ intervient et on a immédiatement en faisant intervenir les niveaux 0^+ , 2^+ et 4^+ du ^8Be :

$$\mathcal{T}_{10}^{\alpha} = \frac{-i}{4\pi} [\langle 00 | \mathcal{T}^{\alpha} | 11 \rangle + \sqrt{5} \langle 22 | \mathcal{T}^{\alpha} | 11 \rangle P_2(\cos \psi_{\alpha}) + 3 \langle 44 | \mathcal{T}^{\alpha} | 11 \rangle P_4(\cos \psi_{\alpha})]$$

où $P_1(x)$ sont des polynômes de Legendre, et $\psi_{\alpha} = (\vec{K}_{\alpha}, \vec{k}_{\alpha})$, on a appliqué le théorème d'addition (les Y_{lm} étant réels dans le cas d'une géométrie plane) :

$$(2l+1) P_1(\cos \psi_{\alpha}) = 4\pi \sum_{l=-m}^{m} Y_{lm}^*(\hat{K}_{\alpha}) Y_{lm}(\hat{k}_{\alpha})$$

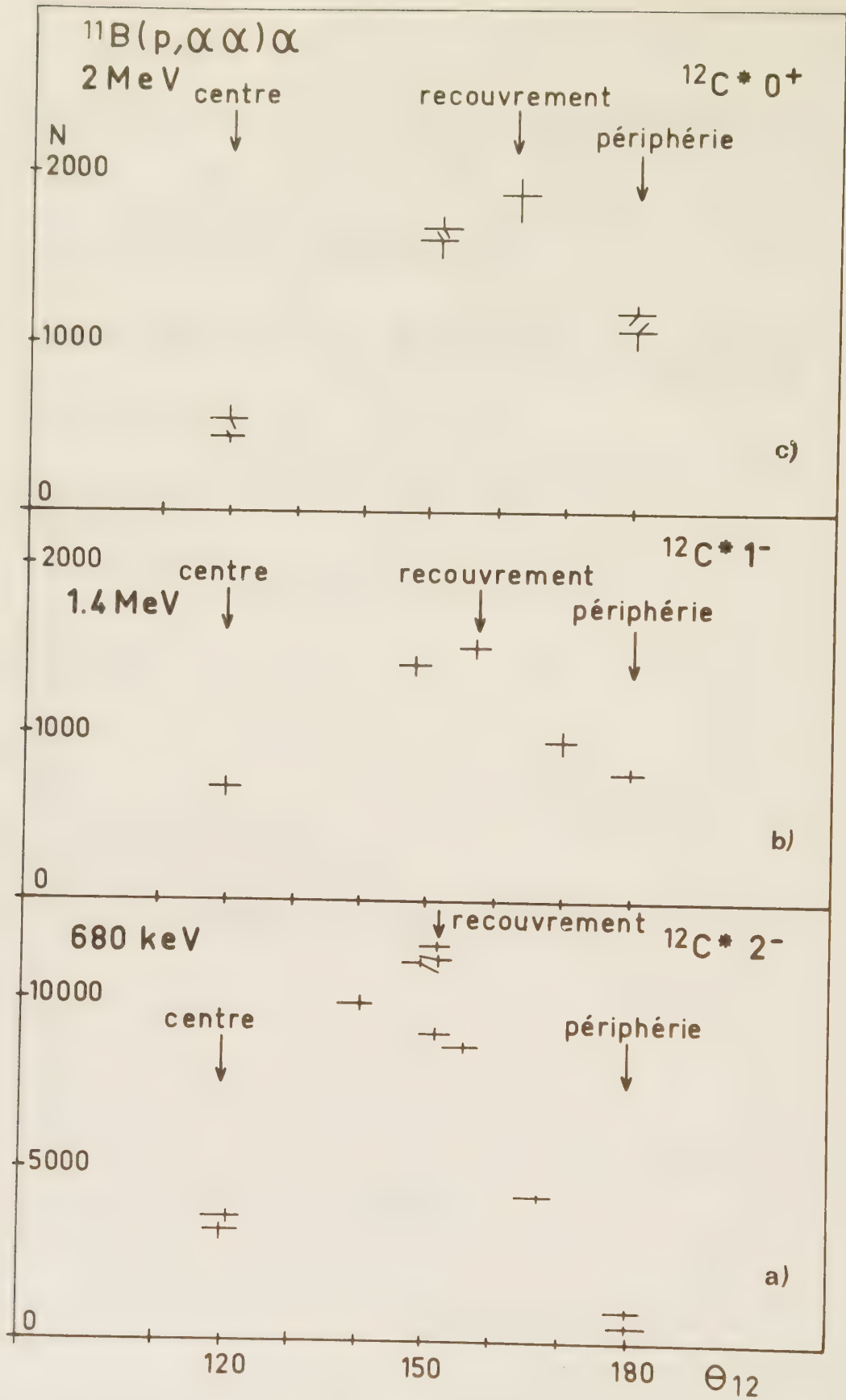


Figure 10 : Variation de population du diagramme de DALITZ pour les résonances 2^- (a), 1^- (b) et 0^+ (c) du ^{12}C . La surface de chaque spectre (en excluant le niveau 0^+ du ^8Be) est reportée en fonction de l'angle θ_{12} des particules dans le centre de masse, qui est sensiblement constant le long d'une ligne cinématique.

Figures 11 à 16 : Spectre de la réaction $^{11}\text{B}(\text{p}, 3\alpha)$ correspondant à l'énergie de proton E_p aux angles de détections θ_1 et θ_2 Labo indiqués en médaillon.
 Les histogrammes tracés sur les axes T_1 et T_2 correspondent à la projection sur ces axes de la modulation d'intensité (représentée par les symboles $\cdot \times \circ \cdot$) de la ligne cinématique.
 Les lignes E_{ij} représentant l'énergie cinétique relative (diminuée de 9,903 MeV) des particules $i - j$. Les flèches 0^+ et 2^+ (E_{ij}) correspondent à la position attendue des résonances $\alpha\alpha$ ($E_{ij} = 0 \text{ MeV}$ et $2,9 \text{ MeV}$).

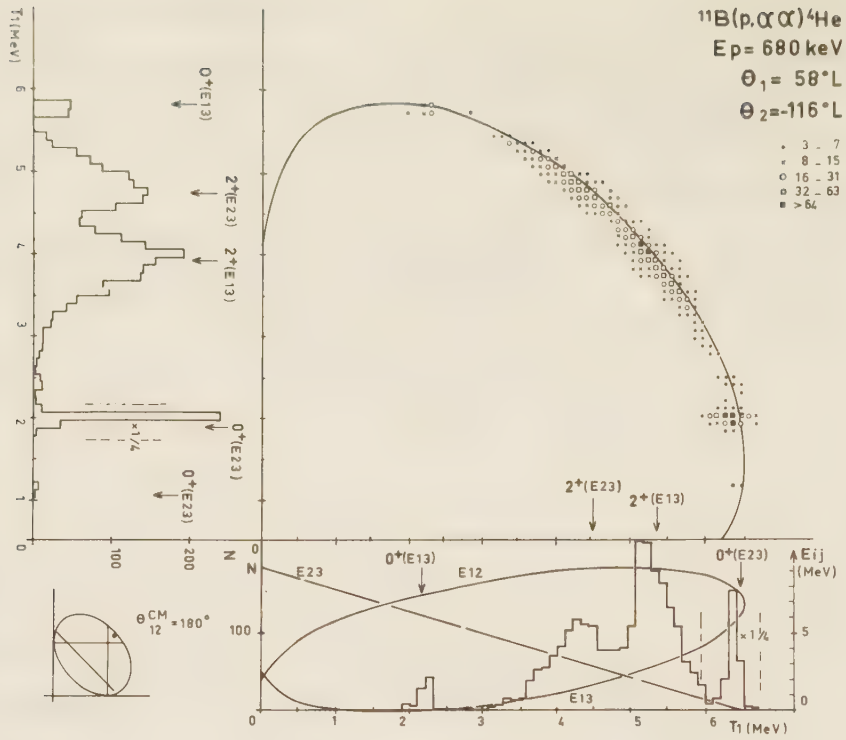


Figure 11.

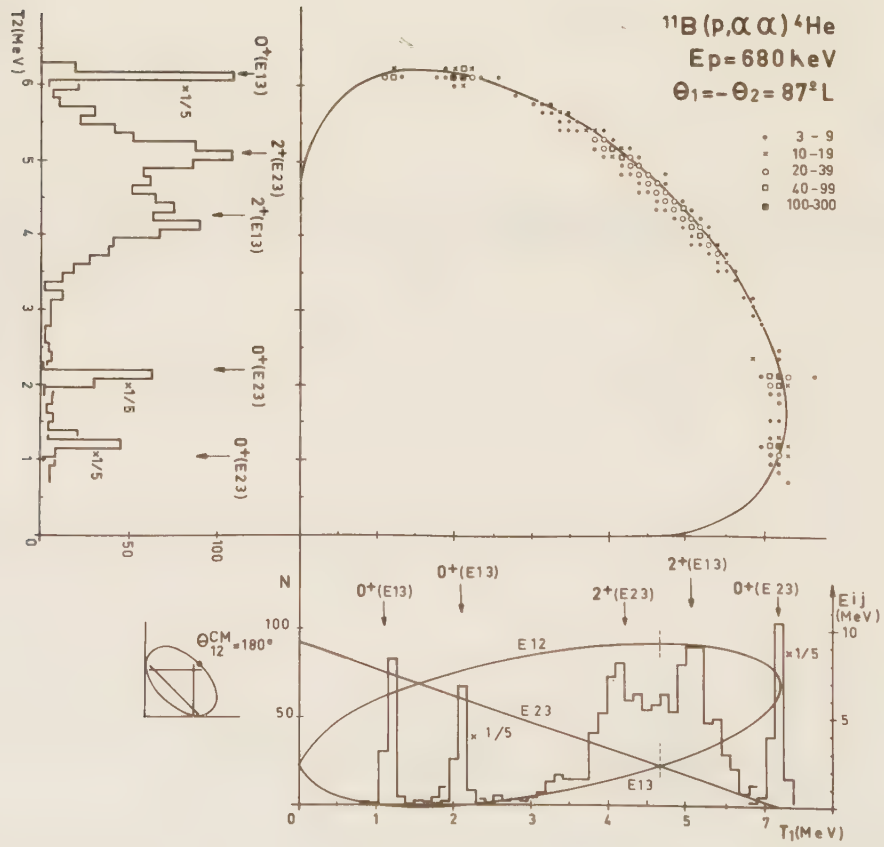


Figure 12.

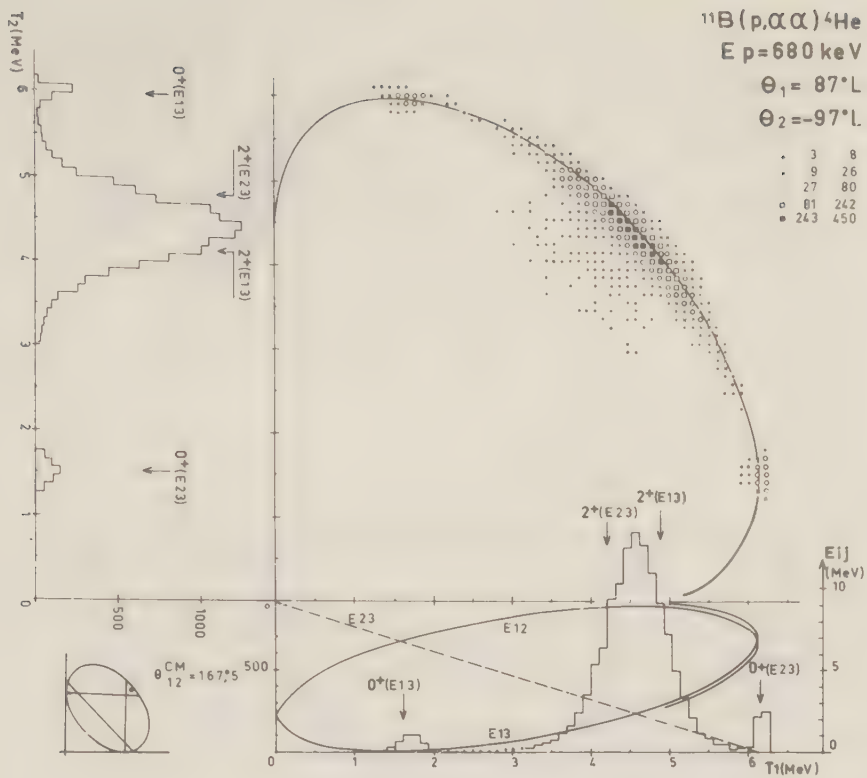


Figure 13.

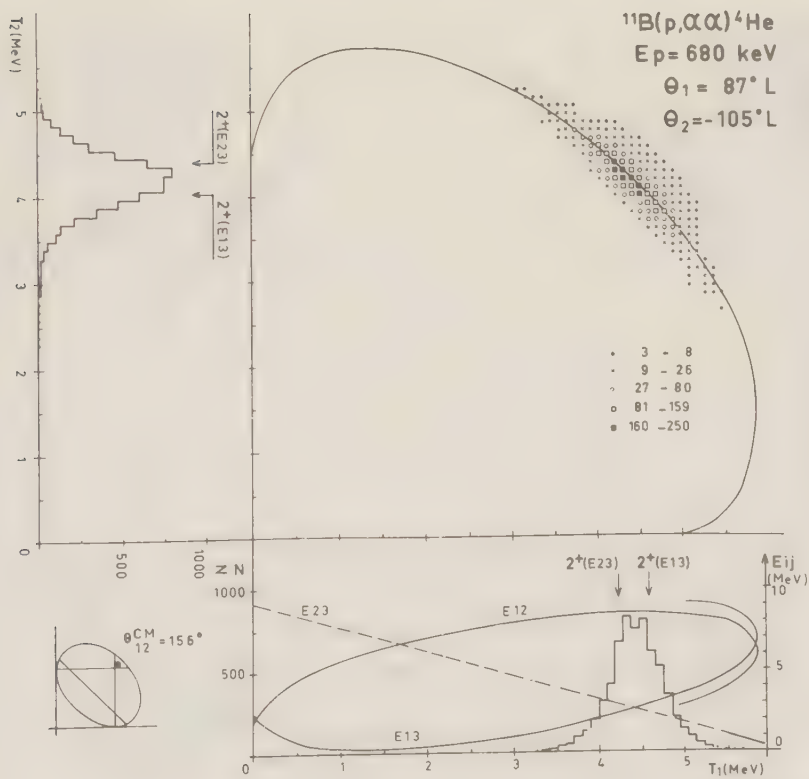


Figure 14

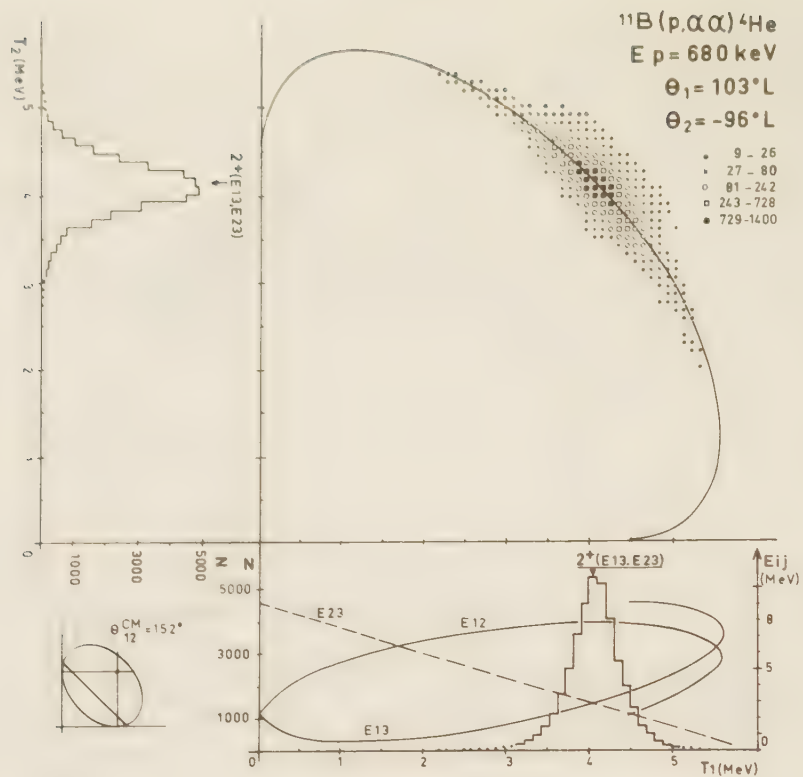


Figure 15

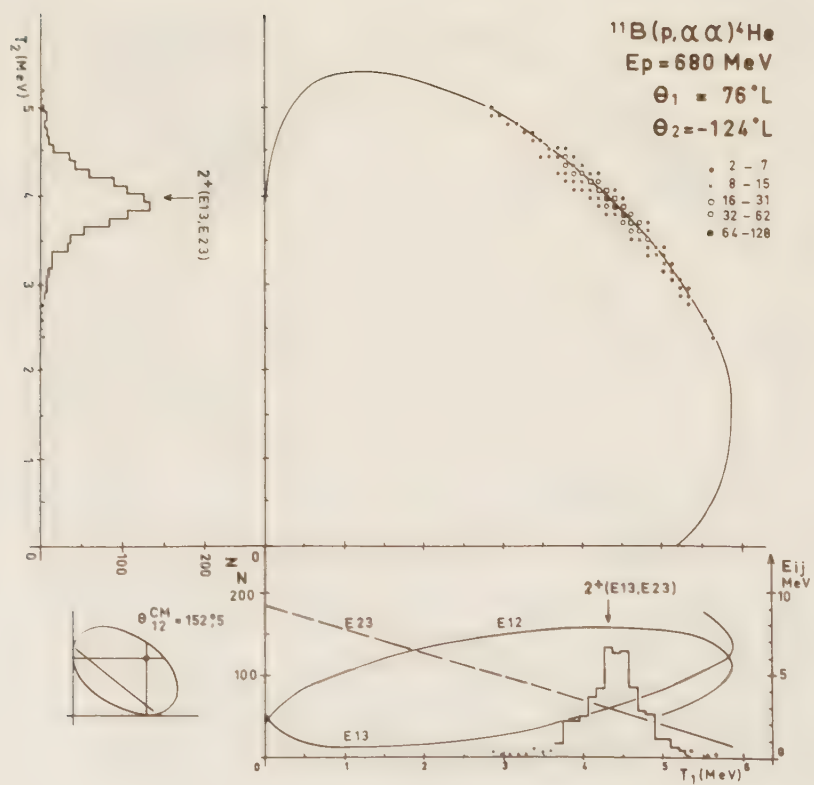


Figure 16

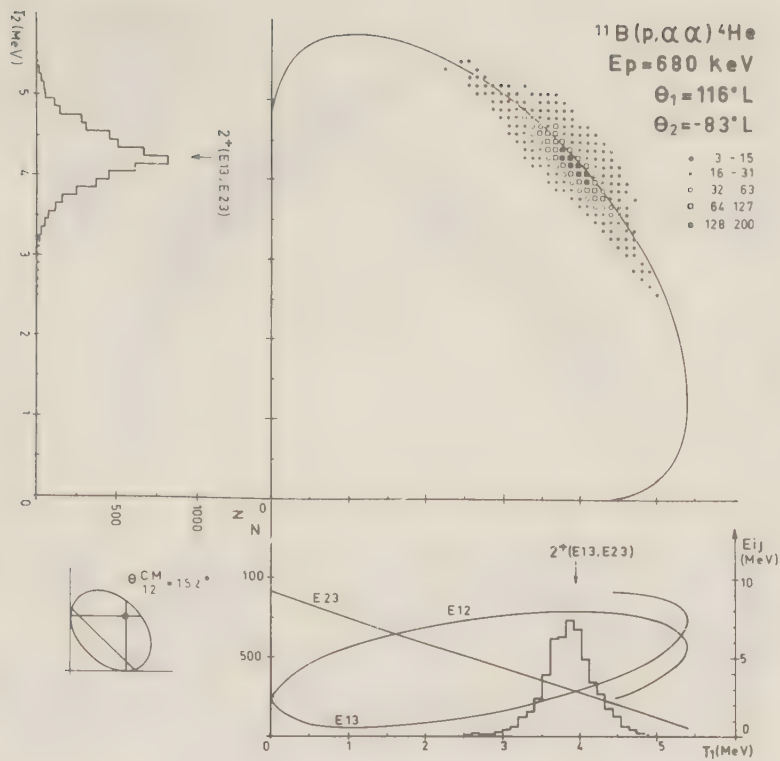


Figure 17

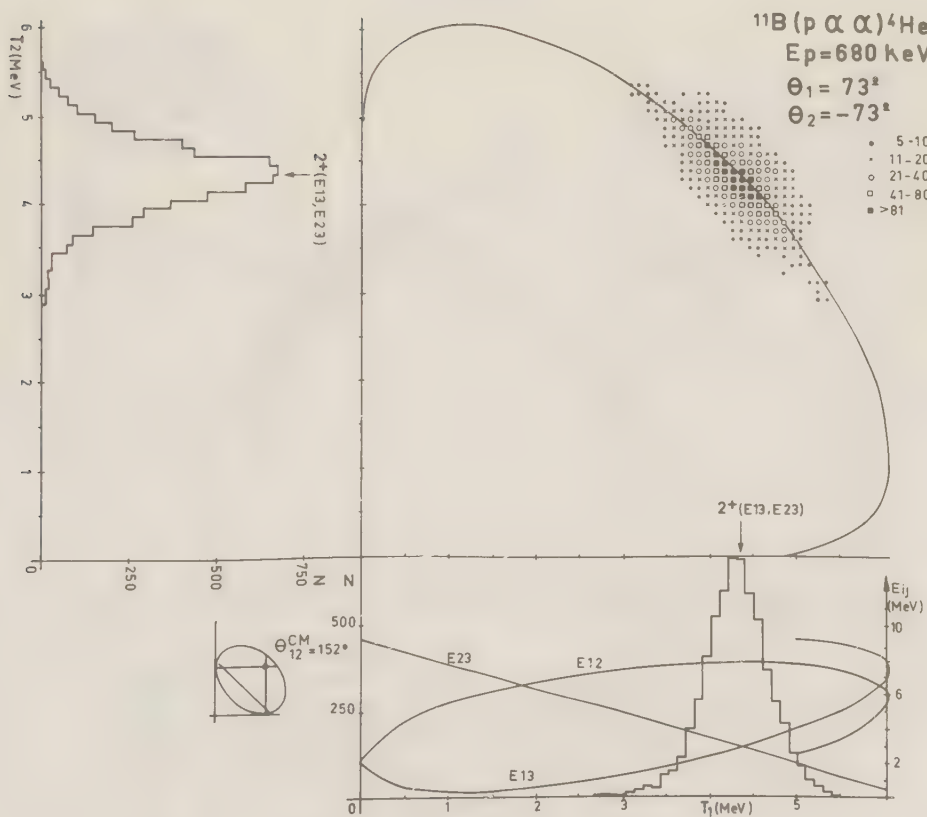


Figure 18.

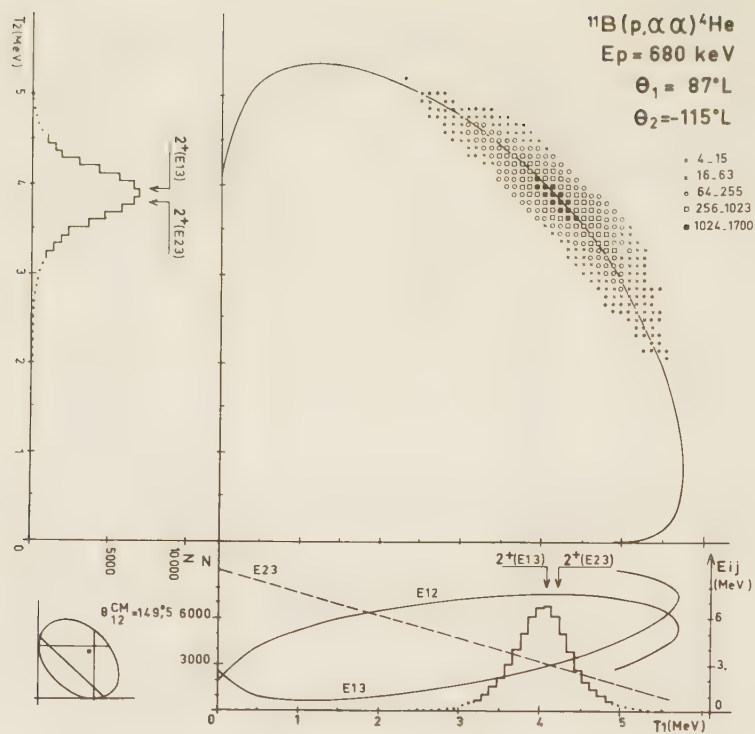


Figure 19

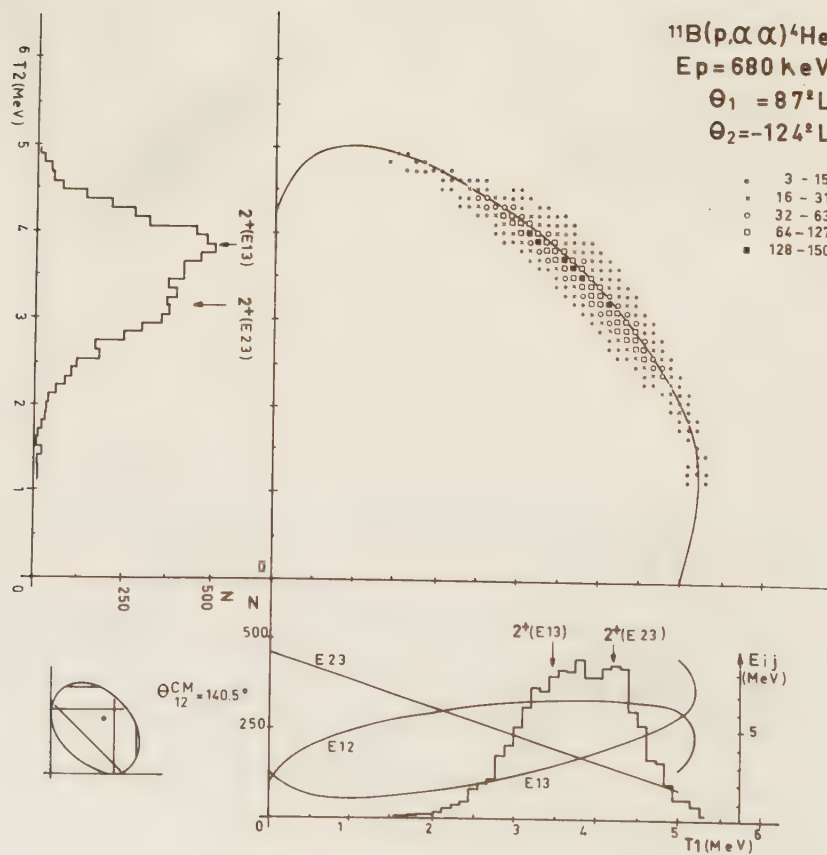


Figure 20

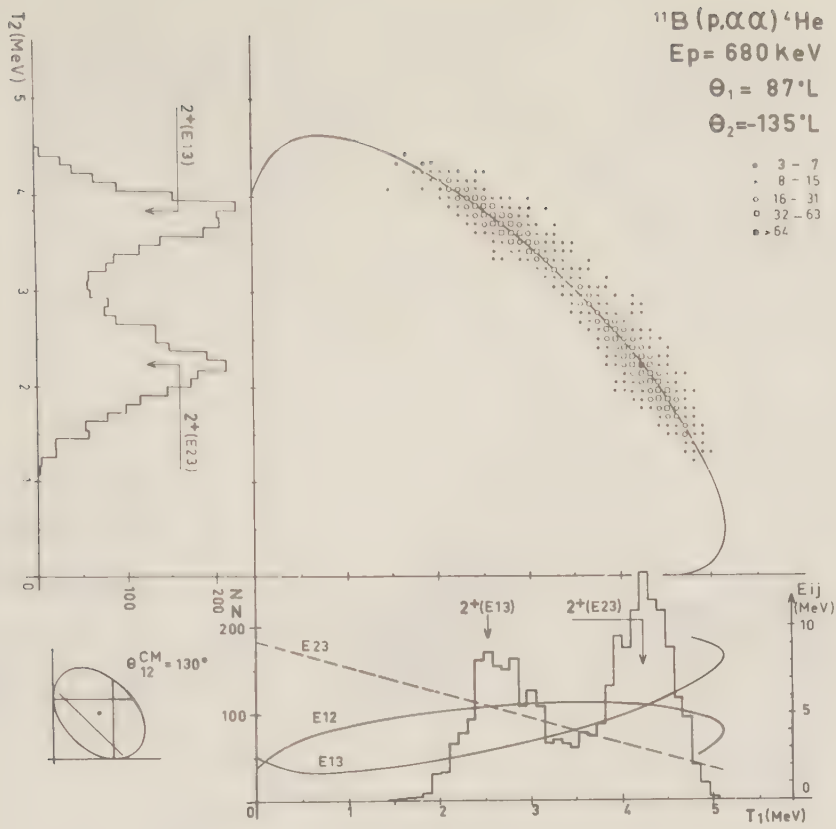


Figure 21

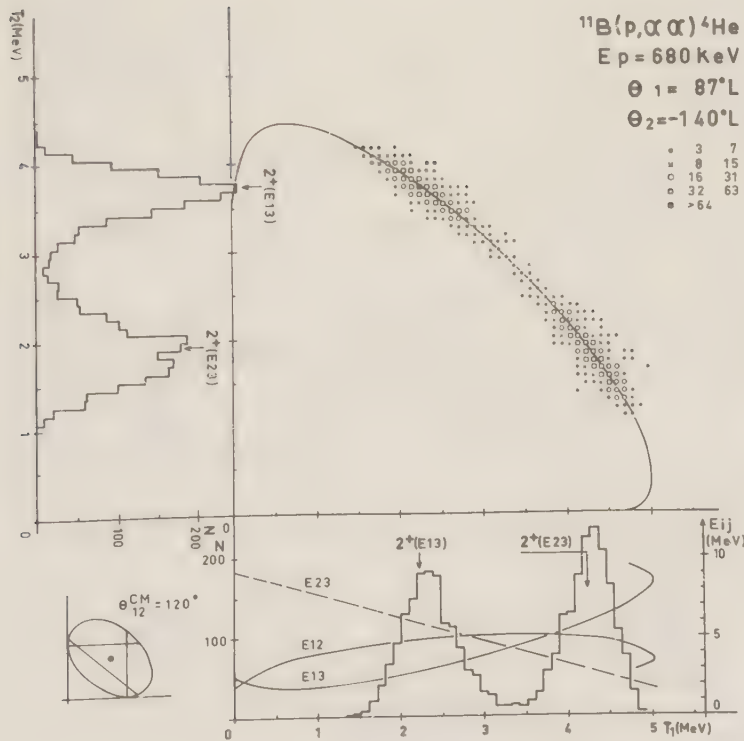


Figure 22

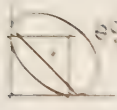


Figure 23

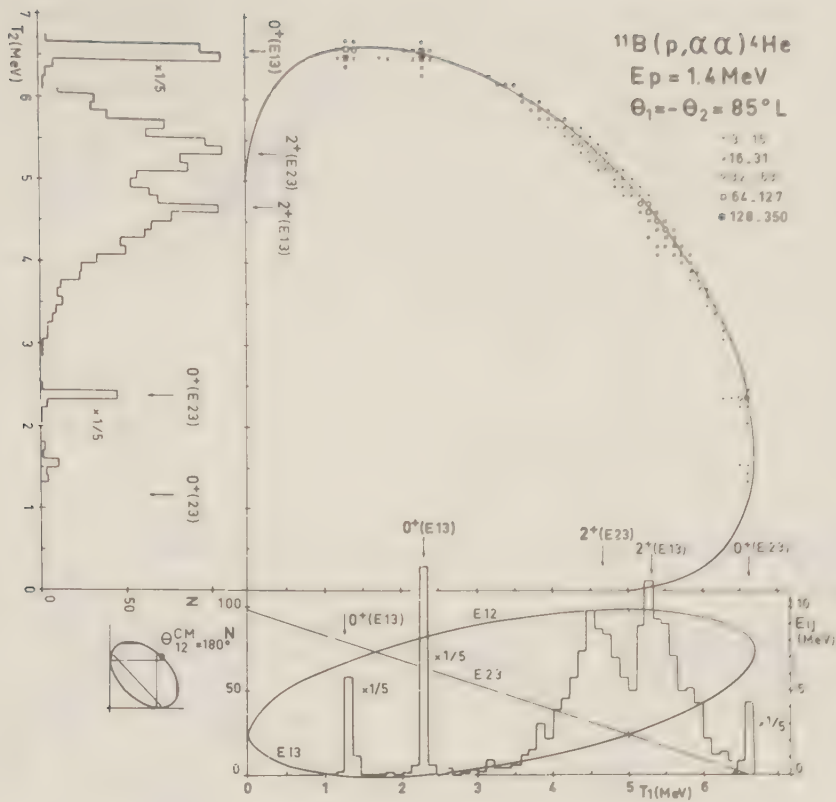


Figure 24

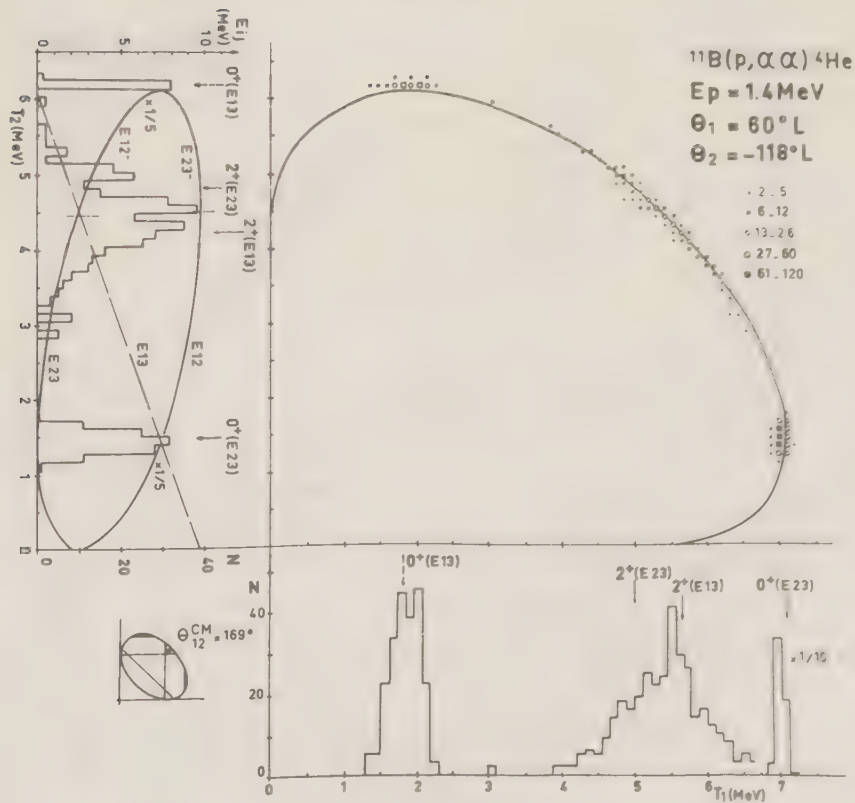


Figure 25

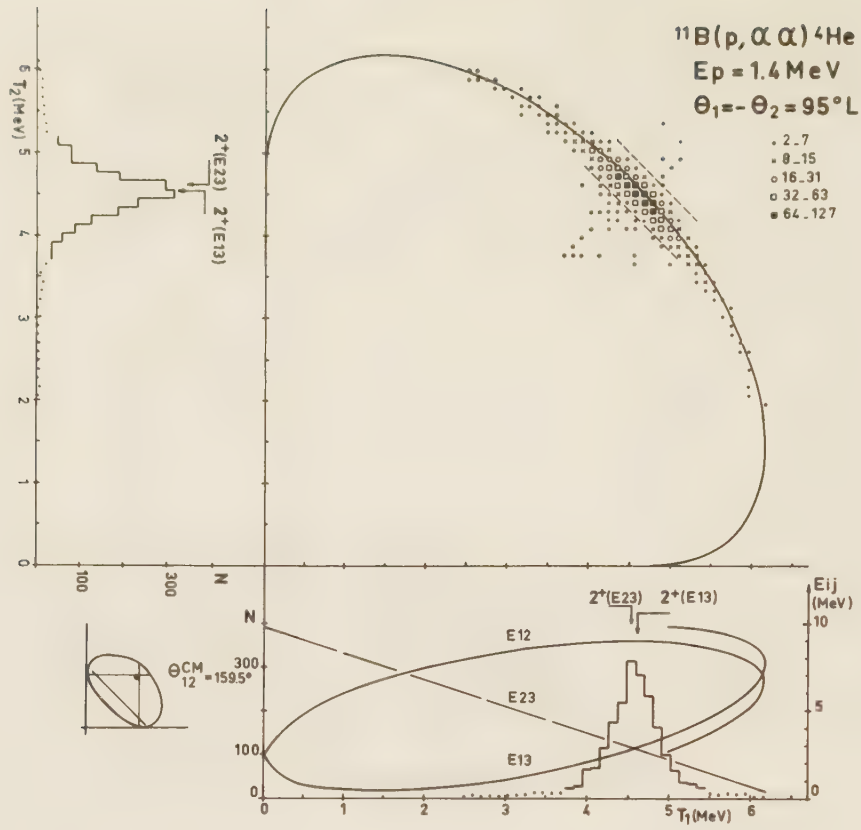


Figure 26

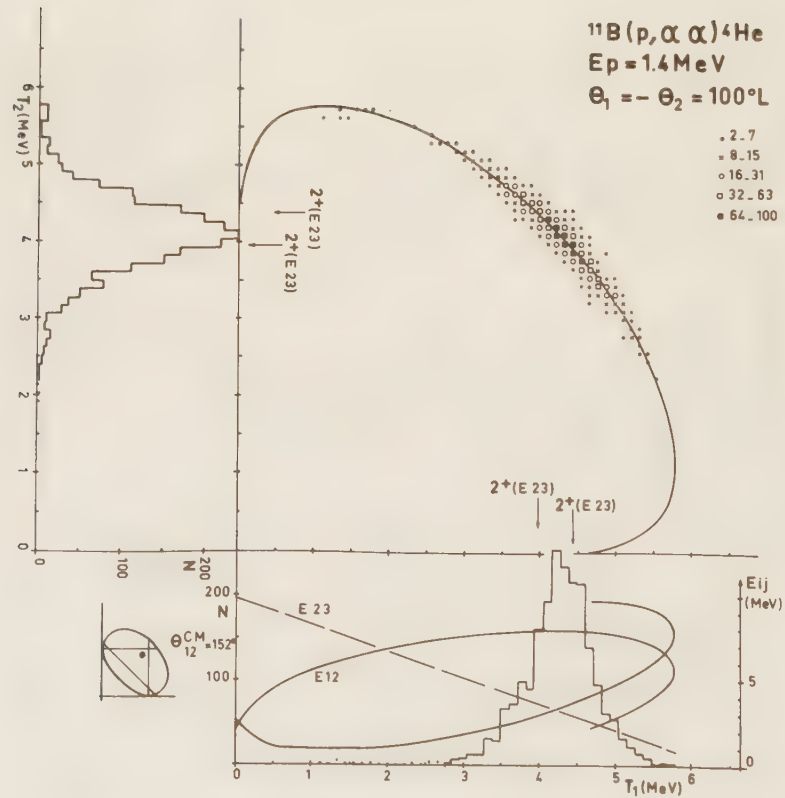


Figure 27

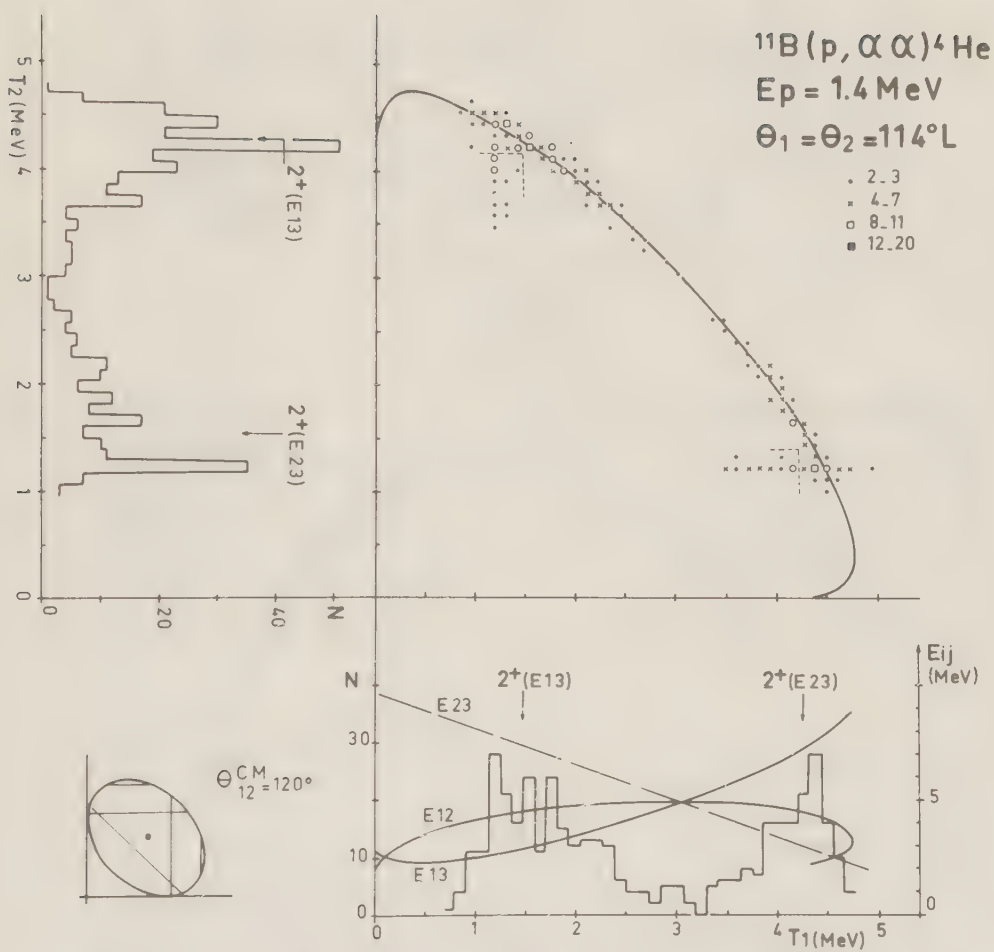


Figure 28

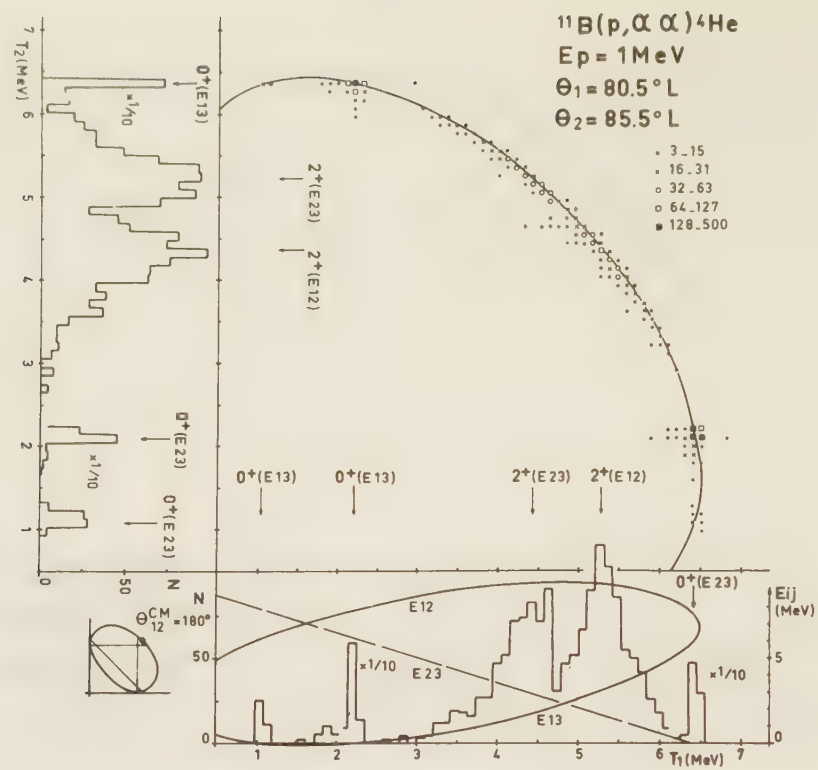


Figure 29

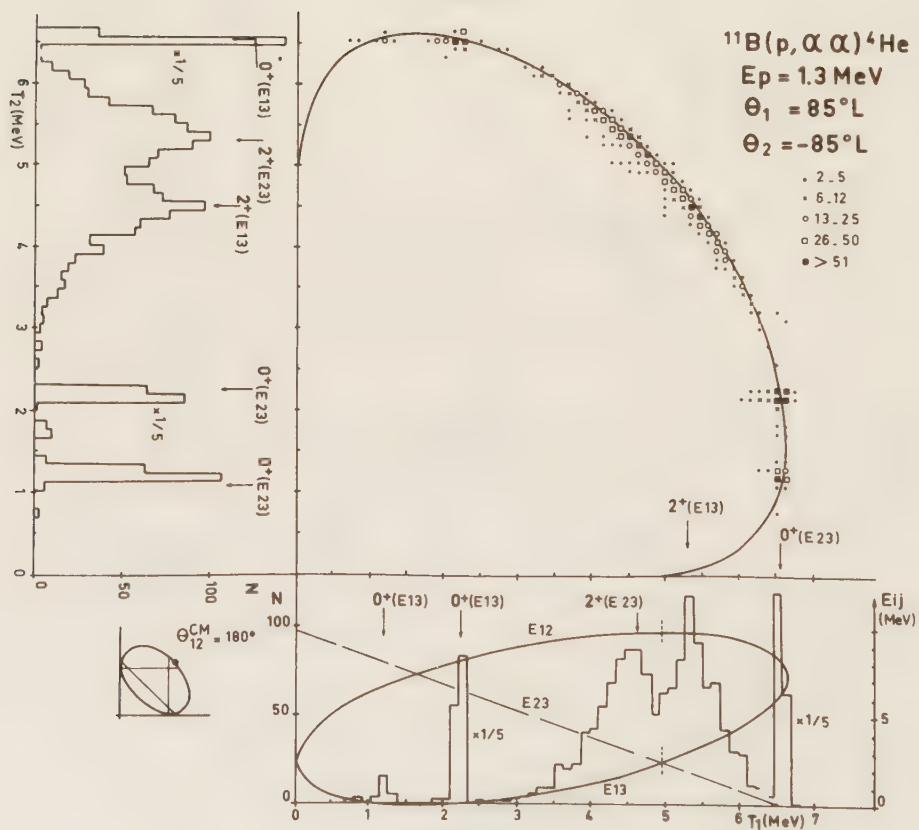


Figure 30

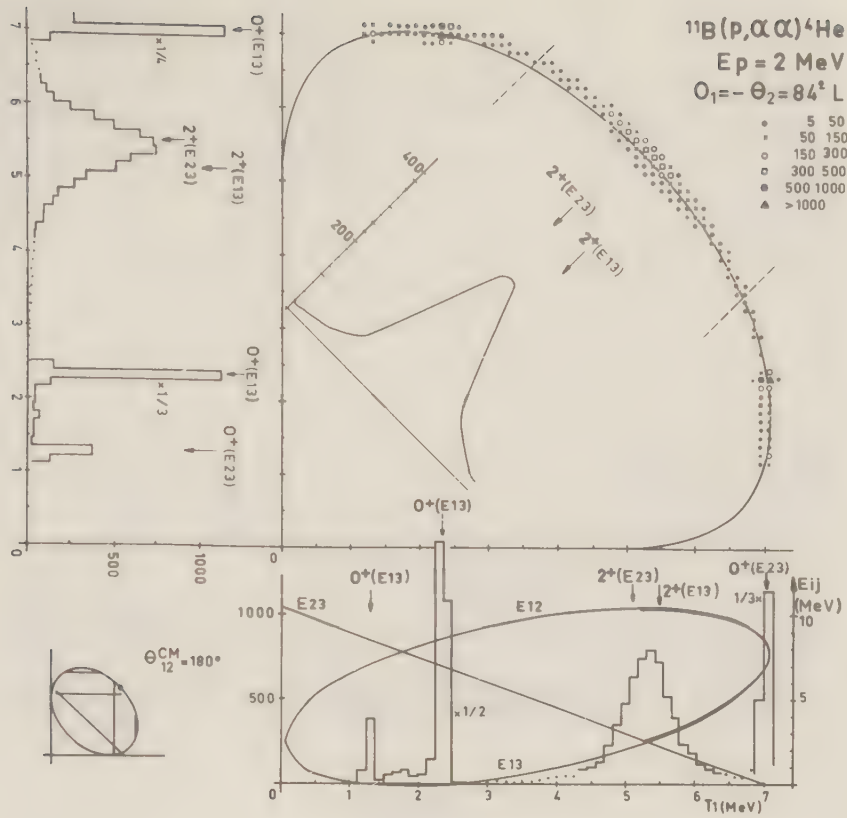


Figure 31

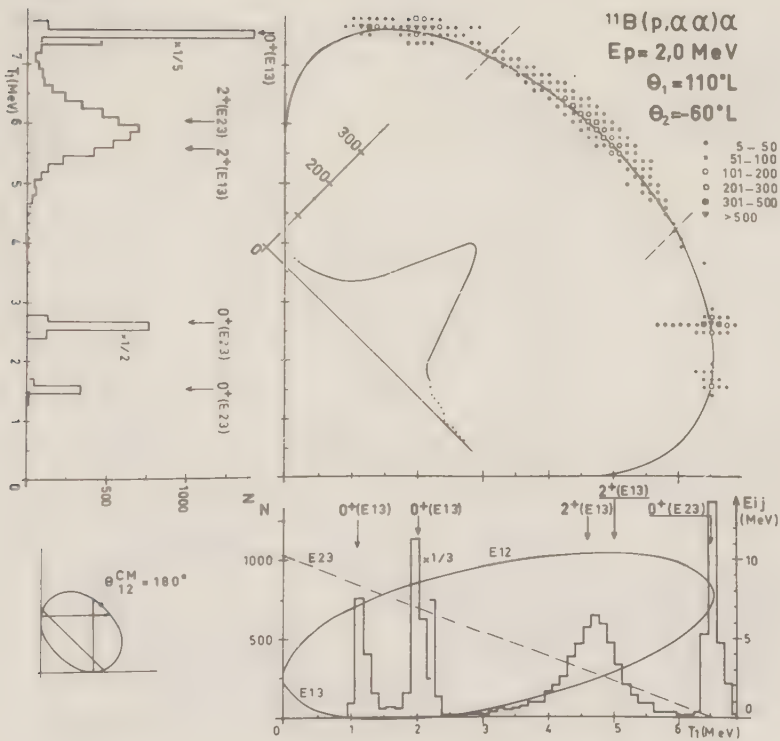


Figure 32

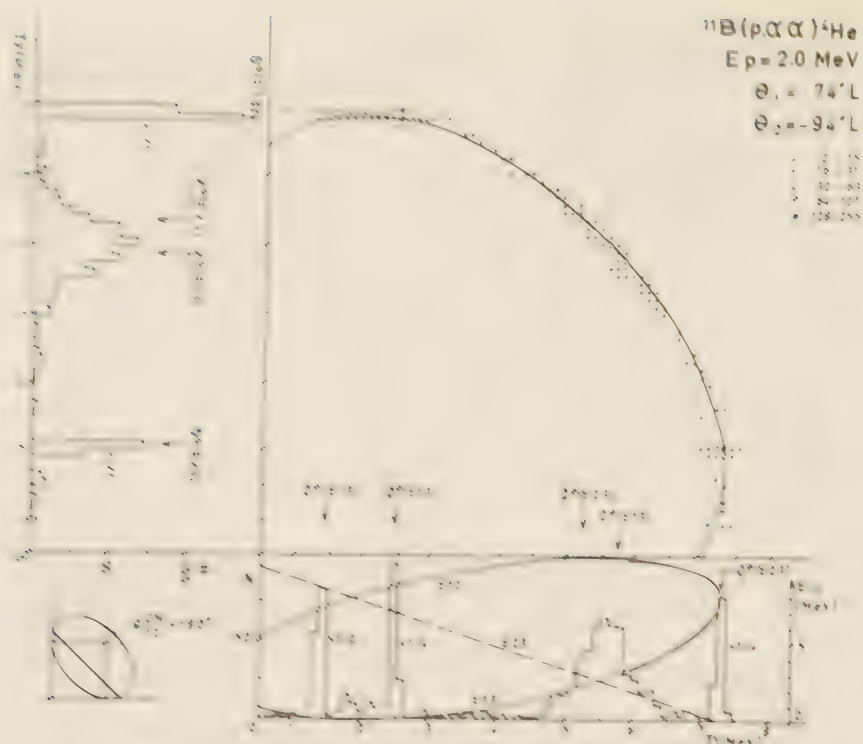


Figure 33

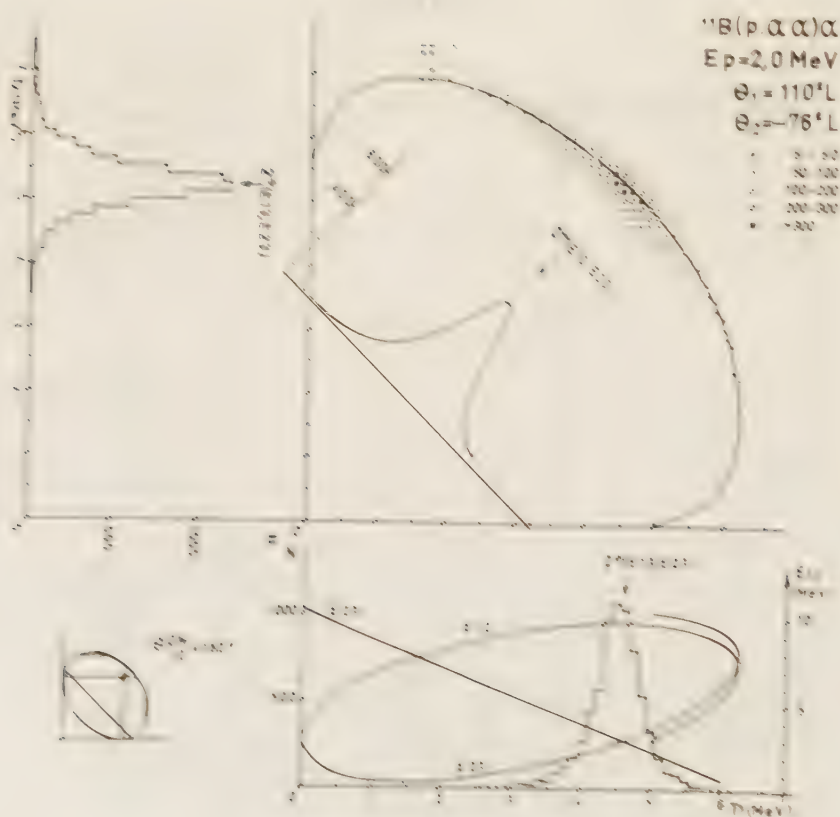


Figure 34

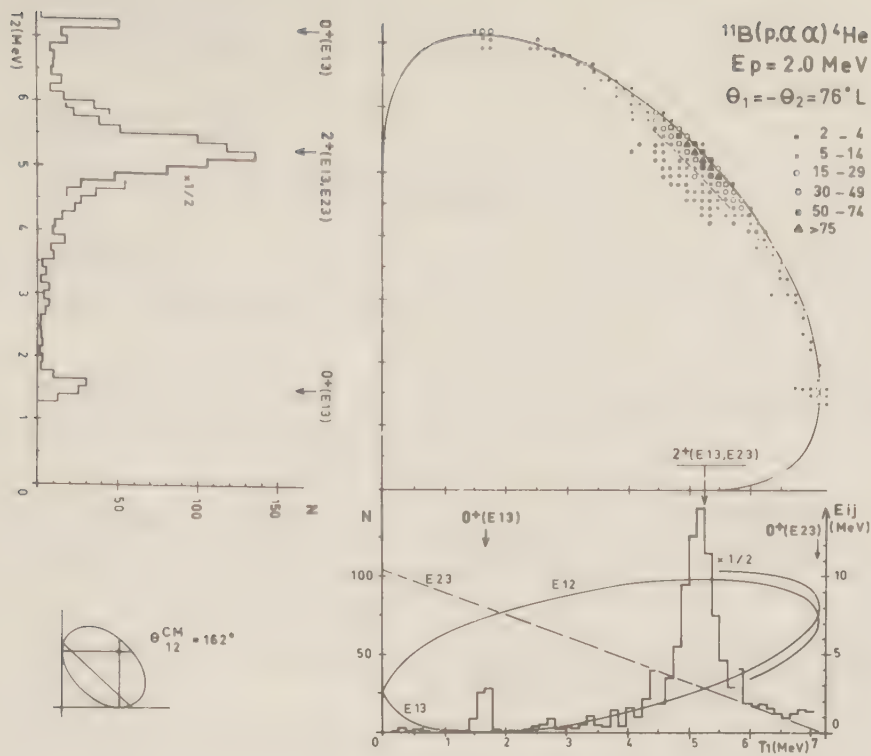


Figure 35

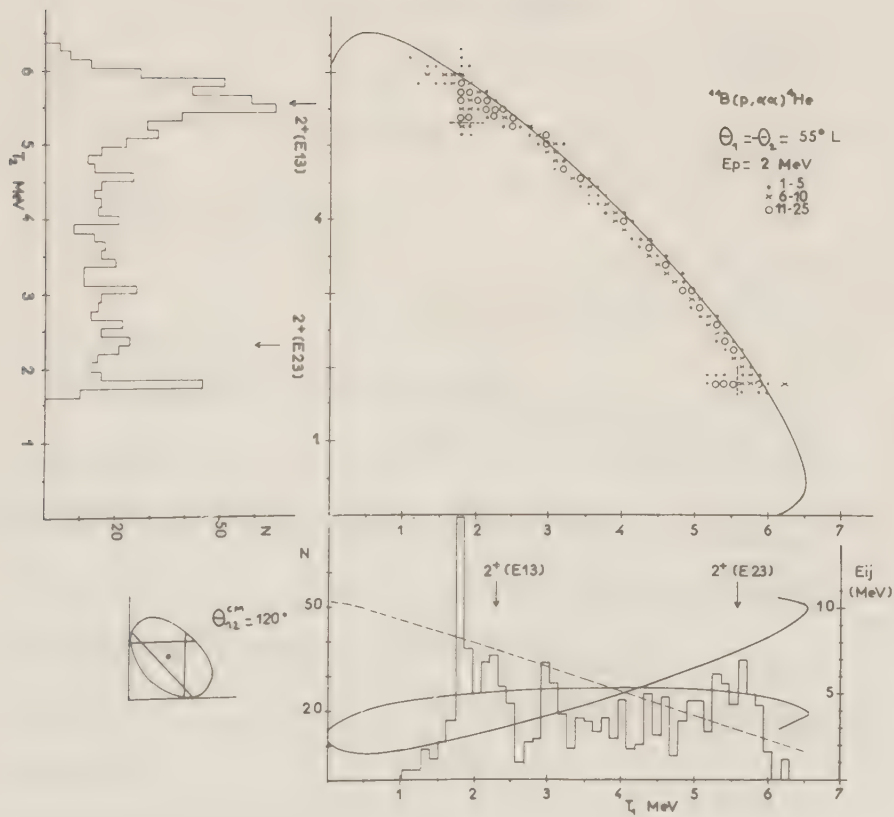


Figure 36

REFERENCES.

[1]

MAC DONALD

Phys. Lett., 1965, 19, 293

[2]

DEHNHARD D.

Rev. Mod. Phys., 1965, 37, 450

DEHNHARD D.

Thèse, Université de Marburg, 1964

DEHNHARD D., KAMKE D., KRAMER P.

Z. Naturforsch., 1961, 16 a, 1245

DEHNHARD D., KAMKE D., KRAMER P.

Phys. Lett., 1962, 3, 52

KAMKE D., KRUG J.,

Zeitschrift für Physik, 1967, 201, 301

KAMKE D., KRUG J., RICHTER F.W.

Rev. Mod. Phys. 1965, 37, 453.

[3]

BRONSON J.D., SIMPSON W.P., JACKSON W.R., PHILLIPS G.C.

Nucl. Phys., 1965, 68, 241

CHEN Y.S., ENRERSON S.T., JACKSON W.R., SIMPSON W.D., PHILLIPS G.C.

Bull. Amer. Phys. Soc., 1966, 11, 26

CHEN Y.S.

Thèse, Rice University, 1966

PHILLIPS G.C.

Rev. Mod. Phys., 1965, 37, 409

PHILLIPS G.C.

Rev. Mod. Phys., 1964, 36, 1085

CHEN Y.S. et al.

Nucl. Phys., 1968, A106, 1

BRONSON J.D.

Thèse, Rice University, 1964

- [4] FLAMANT Y., CHANUT Y., BALLINI R., BOUABDALLAH F., MARQUEZ L.
C.R. Acad. Sci., Paris, 1967, 264, B1283

FLAMANT Y., CHANUT Y., BALLINI R.

Journal de Physique, 1967, 28, 622

- [5] MARQUEZ L., LAUGIER J.P., BALLINI R., LEMEILLE C., SAUNIER N.,
REY J.
Nucl. Phys., 1967, A97, 321

- [6] LAUGIER J.P.

Thèse, Université de Paris, Orsay, 1968

- [7] QUEBERT J.L.

Thèse, Université de Bordeaux, 1968

QUEBERT J.L., MARQUEZ L.

Nucl. Phys., 1969, A126, 646

- [8] LONGEQUEUE J.P.

Thèse, Université de Grenoble, 1964

- [9] ENGELHARDT D.

Thèse, Université de Grenoble, 1966, n° 715

LONGEQUEUE J.P., ENGELHARDT D., GIORNI A., PERRIN C., BOUCHEZ R.
C.R. Acad. Sci. Paris, 1966, 262, B1162

GIORNI A., ENGELHARDT D., CAVAGNAC J.F., LONGEQUEUE J.P.,
BOUCHEZ R.

Journal de Physique, 1968, 29, 4

- [10] SWAN P.

Revs. Mod. Phys., 1965, 37, 336

- [11] DUCK I.,
Revs. Mod. Phys., 1965, 37, 418

DUCK I.
Nucl. Phys., 1964, 57, 643
- [12] PHILLIPS G.C., GRIFFY T.A., BIEDENHARN L.C.
Nucl. Phys., 1960, 21, 327
- [13] BLATT J., BIEDENHARN L.C.
Revs. Mod. Phys., 1952, 24, 258
- [14] Les réactions nucléaires à trois corps - Cours de perfectionnement Zermatt,
Suisse, 1967, R. Omnès, p. 108/

FADDEEV L.D.,
Sov. Phys. JETP, 1961, 12, 1014
- [15] WATSON K.M.
Phys. Rev., 1952, 88, 1163
- [16] OSBORN T.A.
Faddeev's equations for Local potentials
1967, SLAC 79

NOYES H.P.
Phys. Rev. Letters, 1965, 15, 538
- [17] SEGEL R.E., ANNA S.S., ALLAS R.G.
Phys. Rev., 1965, 139, B 818
- [18] AJZENBERG-SELOVE F., LAURITSEN T.
Nucl. Phys., 1968, A114

AJZENBERG-SELOVE F., LAURITSEN T.
Nucl. Phys., 1959, 11, n° 1
- [19] ATCHISON I.J.R., KACSEN C.
Phys. Rev., 1966, 142, 1104

[20]

BEN J., SCHARF G.

Helv. Phys. Acta, 1967, 40, 271

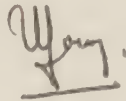
A systematic survey of the α - α interaction

A. FZAL, Ahmad, Ali - International atomic energy agency - Trieste, 1965

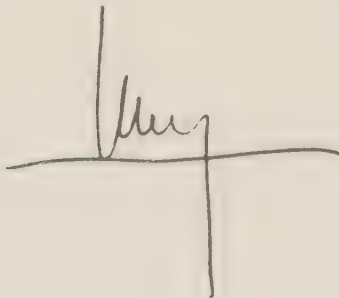
Manuscrit reçu le 12 janvier 1970

Dernière page d'une thèse

VU
Grenoble, le
Le Président de la thèse

A handwritten signature in dark ink, appearing to be 'Wang', written over a horizontal line.

VU, et permis d'imprimer,
Grenoble, le
Le Doyen de la Faculté des Sciences

A handwritten signature in dark ink, appearing to be 'Wang', written over a horizontal line that extends to the left and right.

